LE TURBINE
A VAPORE ED A GAS

ING. GIUSEPPE BELLUZZO

Libero docente in Meccanica Industriale e insegnante Costruzione delle turbine presso il R. Istituto Tecnico Superiore di Milano

LE TURBINE

A VAPORE ED A GAS

Teoria grafica dei fluidi elastici e del loro movimento—I metodi grafici applicati al calcolo delle turbine a vapore ed a gas — Studio critico dei vari tipi attuali di turbine a vapore — L'applicazione delle turbine a vapore nella marina

22 TAVOLE E 300 FIGURE NEL TESTO

ULRICO HOEPLI

EDITORE LIBRAIO DELLA REAL CASA

MILANO

—

1905

A CESARE SALDINI

INGEGNERE E PROFESSORE ORDINARIO DI TECNOLOGIE MECCANICHE

presso il R. Istituto Tecnico Superiore di Milano

Illustre ed amato Professore,

Questo libro ch'io Le dedico chiude la breve serie de' miei lavori più o meno scientifici, giacchè, se non mi sarà avaro il tempo, spero mi mancherà in seguito la voglia di dedicarmi alla scienza, più o meno pura, forse troppo pericolosa per un ingegnere che non viva di rendita.

E nel momento di cambiare rotta, se, come credo, sono ancora in tempo, è un dovere ch'io voglio compiere, un dovere di gratitudine e di affetto verso il Professore che maggiormente mi ha aiutato a muovere i primi passi, a salire i primi gradini della traballante scala professionale.

Appena laureato io ho avuto la grande fortuna di trovare in Lei specialmente una guida sapiente che mi ha indicato, con l'esempio e la parola, la via maestra del lavoro, e preparando queste pagine ho avuto la sola preoccupazione di scrivere cosa che fosse degna di esserLe dedicata, che Le dicesse quanto io abbia fatto tesoro degli insegnamenti e de' consigli che ho avuti nel lungo periodo di tempo passato nel Suo stimato studio, che Le testimoniasse la mia gratitudine per la benevolenza e stima con le quali Ella ha sempre voluto onorarmi. Sarò riuscito?

Questo libro doveva essere tre anni addietro una nota sul tracciamento grafico del distributore della turbina De Laval, una nota nella quale le pagine bianche e la copertina avrebbero avuto la parte del leone e, per non arrossire di me stesso, con molte aggiunte e con un po' di tempo, della nota ho fatto una memoria, di questa, con altre aggiunte, il presente volume.

Mi è sembrato che in Italia, i metodi grafici non avessero nella meccanica applicata quello sviluppo giustificato dall'incertezza dei moltissimi coefficienti che si incontrano ad ogni passo quando si vogliano determinare gli elementi fondamentali di una qualsiasi macchina e, seguendo l'esempio di qualche egregio professore, ho introdotto i metodi grafici e nel mio insegnamento e in questo libro nel quale ho cercato di trattare, con metodo che credo originale, tutte le questioni relative alle turbine a fluido elastico. Quel po' di competenza che ho potuto acquistare occupandomi a fondo dei turbo-motori a vapore, la fortuna che ho avuto di vedere con i miei occhi ed intimamente i vari tipi fino ad ora costruiti, mi fanno sperare di poter raggiungere l'intento che mi sono prefisso.

Se non sarò riuscito, tocca a Lei, a chi legge giudicare, Ella scuserà l'ardire che ho avuto nel dedicarLe il mio lavoro e vorrà pensare che la riconoscenza e l'affetto non sempre bastano a far scrivere dei buoni libri.

Il Suo devotissimo allievo

GIUSEPPE BELLUZZO.

Milano, Ottobre 1904.

INDICE GENERALE

PARTE PRIMA.

Teoria grafica dei fluidi elastici e del loro movimento.

CAPITOLO PRIMO.

PREMESSE.

CAPITOLO II.

IL VAPORE D'ACQUA SATURO.

CAPITOLO III.

Il vapore d'acqua surriscaldato.

CAPITOLO IV.

I gas.

CAPITOLO V.

L'urto dei fluidi elastici in genere e del vapore d'acqua in ispecie.

CAPITOLO VI.

Lavoro sviluppato da un fluido elastico che si muove in un canale.

CAPITOLO VII.

Le ricerche sperimentali sull'efflusso dei gas e dei vapori.

PARTE SECONDA.

I metodi grafici applicati al calcolo delle turbine a vapore ed a gas.

CAPITOLO VIII.

CLASSIFICAZIONE DELLE TURBINE A VAPORE ED A GAS.

CAPITOLO IX.

TEORIA GRAFICA GENERALE DELLE TURBINE A VAPORE ED A GAS.

CAPITOLO X.

TURBINE DEL PRIMO GRUPPO.

CAPITOLO XI.

TURBINE DEL SECONDO GRUPPO OD A RUOTE MULTIPLE.

CAPITOLO XII.

LE TURBINE A VAPORE D'ACQUA E LE MOTRICI A STANTUFFO.

CAPITOLO XIII.

LE TURBINE E LE MOTRICI A GAS.

CAPITOLO XIV.

IL RENDIMENTO NELLE TURBINE A VAPORE ED A GAS.

CAPITOLO XV.

LA PARZIALIZZAZIONE DELLE TURBINE A VAPORE ED A GAS
VELOCITÀ LIMITE.

CAPITOLO XVI.

L'INFLUENZA DEL VUOTO DEL CONDENSATORE
NELLE TURBINE A VAPORE.

CAPITOLO XVII.

ALCUNI CRITERI GENERALI PER IL CALCOLO DELLE TURBINE A VAPORE.

PARTE TERZA.

Studio critico dei vari tipi attuali di turbine a vapore.

CAPITOLO XVIII.

LA TURBINA DE LAVAL.

CAPITOLO XIX.

LA TURBINA SEGER.

CAPITOLO XX.

LA TURBINA A. E. G. (*Riedler-Stumpf*).

CAPITOLO XXI.

Turbine di una sola ruota di altro tipo (*Rateau-Elektra*).

CAPITOLO XXII.

La turbina Parsons.

CAPITOLO XXIII.

La turbina Rateau.

CAPITOLO XXIV.

La turbina Zoelly.

CAPITOLO XXV.

LA TURBINA A. E. G. A RUOTE MULTIPLE
(*Brevetti Curtis e Riedler-Stumpf*).

PARTE QUARTA

L'applicazione delle turbine a vapore nella marina.

CAPITOLO XXVI.

VANTAGGI E SVANTAGGI DELLE TURBINE A VAPORE APPLICATE ALLA PROPULSIONE DELLE NAVI.

CAPITOLO XXVII.

SVILUPPO ODIERNO DEI MOTORI A TURBINA A BORDO DELLE NAVI.

INDICE DELLE TAVOLE

RIASSUNTO DELLE NOTAZIONI

CHE PIÙ FREQUENTEMENTE SI INCONTRANO NEL PRESENTE LAVORO

$\frac{1}{A}$ equivalente meccanico della caloria
γ peso specifico dell'aeriforme
T temperatura assoluta dell'aeriforme
t » in gradi centigradi
p pressione in Kg. per m^2
v volume specifico in m^3 per Kg.
g accelerazione di gravità
Q quantità di calore
c velocità assoluta del fluido elastico
$\varphi \frac{c^2}{2g}$ altezza perduta per attrito
c_p calore specifico a pressione costante
c_v » » a volume costante
R costante dei gas
w_1 velocità relativa di ingresso
w_2 » » » uscita
u » assoluta » »
v_1 v_2 velocità periferiche
α angolo di c e v_1
β » » w_1 e v_1
γ » » w_2 e v_1
δ » » w_2 e u
$(1 - \varphi_r) \frac{w_1^2}{2g}$ altezza perduta entro i canali della ruota mobile
$\vartheta = \arccos \sqrt{\varphi_r}$
ω velocità angolare
M massa
n numero giri

CENNO STORICO

Chi per primo pensò di utilizzare la reazione del vapore fu il noto matematico e meccanico Erone d'Alessandria che ideò, 120 anni avanti l'era volgare, la nota eulipila.

All'azione del vapore venne data applicazione meccanica dall'architetto italiano Branca (1629) con la ruota che porta il suo nome.

Il Papin poco dopo apriva un nuovo orizzonte all'impiego della forza motrice del vapore, additava un'altra via nella quale preferibilmente si incamminarono i tecnici dei secoli XVIII e XIX. E motivo di tale preferenza, oltre l'autorità delle persone che dedicarono la loro vita allo studio della motrice a stantuffo, crediamo sia stata specialmente la grande velocità nel motore a turbina anche con le piccole pressioni allora usate. Tali velocità non potevano allora entrare nella consuetudine, giacchè non si avevano mezzi meccanici che permettessero delle lavorazioni accurate quali appunto sono richieste quando sono in giuoco velocità forti.

Rammentiamo che Watt, il creatore della motrice a stantuffo, prese nel 1784 un brevetto per una turbina a reazione da egli inventata, e che contemporaneamente molti altri brevetti venivano presi, da altri meccanici dell'epoca, per tali motori.

Ma, ripetiamo, la velocità grande dei motori a turbina, non in relazione con le applicazioni possibili di quel tempo, impe-

diva la loro immediata e pratica applicazione ed insieme la soluzione pratica del problema da essi presentato.

Non mancarono tuttavia gli inventori, le meteore della meccanica di quel tempo, spariti con la loro invenzione: fino al 1884 sono almeno 150 i brevetti relativi a turbine a vapore dei quali non si è più avuto sentore; dal 1884 datano i brevetti di due uomini che hanno legato in modo duraturo il loro nome ai motori a turbina: *Carlo Parsons* e *Gustavo de Laval*. Vincendo difficoltà costruttive enormi, pregiudizi profondi, trovando soluzioni pratiche genialissime a problemi che la teoria ha risolto solo in seguito, il Parsons ed il Laval arrivarono ai tipi di turbina, rispettivamente a reazione e ad azione, che portano il nome dei loro inventori e che ormai si sono affermati nel mondo industriale, richiamando l'attenzione accurata di quello scientifico.

Oggi, risolto felicemente da alcune case il problema elettrico non facile di generare coi periodi normali correnti ad alta tensione, girando a velocità molto superiori alle ordinarie, i turbo-alternatori invadono le centrali a vapore e quelle idroelettriche dove occorre una riserva a vapore.

Da qualche anno altri tipi di turbine a vapore sono stati posti sui mercati d'Europa e d'America; i numerosi brevetti presi dal 1900 in poi dimostrano un risveglio grandissimo nello studio di questi motori che fa sperare in un avvenire brillante. La lotta con la motrice di Watt è seriamente ingaggiata: oggi non è ancora possibile affermare in modo assoluto a quale dei due motori debba rimanere la palma della vittoria; ma se si giudica in base a quanto oggi avviene in America, dove quasi più non si parla di motrici a stantuffo, la previsione non è difficile. Certamente però non saranno le turbine a vapore che rivoluzioneranno il mondo industriale come ai loro tempi fecero le motrici a stantuffo.

Quanto alle turbine a gas esse sono sempre in gestazione, si hanno molti brevetti di poco conto, ma non si hanno turbine

a gas, intendendo tale parola nel senso più lato, funzionanti come la pratica domanda. E tanto meno si hanno turbine, che diremo ad esplosione, che utilizzano cioè il lavoro di espansione di una miscela esplosa.

Queste richiedono un corredo di studi e di esperienze certamente superiore a quello richiesto dalle turbine a vapore; ma crediamo sia questione solamente di tempo. Se le turbine a vapore da un lato ed il motore a gas da un altro hanno ucciso la motrice a stantuffo, le turbine a gas riconcilieranno nel museo industriale, in un prossimo domani, i potenti nemici odierni.

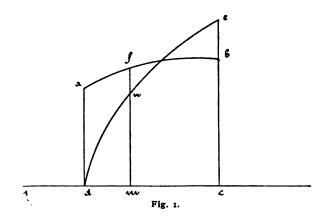
PARTE PRIMA

TEORIA GRAFICA DEI FLUIDI ELASTICI E DEL LORO MOVIMENTO.

CAPITOLO PRIMO

Premesse.

§ 1. — *Le trasformazioni.* **Il principio fondamentale della termodinamica stabilisce l'equivalenza del lavoro meccanico e del calore. L'area $a\,b\,c\,d$ (fig. 1) rappresenti in qualche scala il lavoro, espresso in chilogrammetri, compiuto da un corpo qual-**

Fig. 1.

siasi; il numero delle calorie corrispondenti sarà dato dall'ordinata massima $e\,e$ della linea $d\,e$ integratrice (*) dell'area stessa,

---

(*) Com'è noto tale linea si costruisce graficamente, con grandissima approssimazione, tracciando varie ordinate della linea $a\,b$, in modo da dividere l'area $a\,b\,c\,d$ in tante aree minori; proiettando le ordinate mediane di tale aree, parallelamente alla $d\,c$ sulla $a\,d$, indi unendo

e costruita prendendo per base la lunghezza $1\,d$, che rappresenta l'equivalente meccanico della caloria.

Secondo le ultime ricerche seguenti quelle di Hirn e di Joule, cioè:

$$1\,d = 424\text{-}427 \text{ Kgm.}$$

La lunghezza $1\,d$ verrà indicata in seguito, allo scopo di mantenere una qualche analogia con le indicazioni di altri trattatisti con $\frac{1}{A}$.

Un'ordinata qualsiasi $m\,n$ della linea integratrice $d\,e$ rappresenterà le calorie equivalenti al lavoro dato dall'area $d\,a\,f\,m$ che precede.

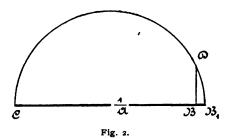



Fig. 2.

Può interessare di avere il valore di A, ed allora (fig. 2) si prende:

$$B\,C = 1\,d = \frac{1}{A}.$$

si innalza $B\,D$ perpendicolare a B C ed eguale in lunghezza, e nella scala di $C\,B$, all'unità, e si fa passare per i punti C e D una semicirconferenza con centro su $C\,B$: per note proprietà geometriche è:

$$B\,B_1 = A = \frac{1}{424}.$$

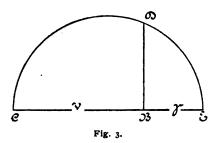
---

ogni punto di proiezione con 1 e tirando da d la parallela, alla congiungente l'estremo proiettato dalla prima mediana con 1, ad incontrare la prima ordinata; da questo incontro tirando la parallela alla seconda congiungente fino alla seconda ordinata e così via.

Se con la lunghezza:

$$CB = v$$

si rappresenta (fig. 3) il volume dell'unità di peso o il *volume specifico* di un vapore o di un gas, con BD, perpendicolare a

Fig. 3.

CB, l'unità, e si procede geometricamente come per la fig. 2, la lunghezza BE rappresenterà il peso dell'unità di volume o il *peso specifico* γ del vapore o del gas. Evidentemente:

$$v \cdot \gamma = \overline{BD}^2 = 1$$

Indicheremo con una lunghezza p, la pressione continua esercitata da un gas o da un vapore contro le pareti dell'inviluppo che lo racchiude.

Indicheremo con una lunghezza t la *temperatura* in gradi centigradi dell'aeriforme considerato e con una lunghezza:

$$T = t + 273°$$

la *temperatura assoluta*.

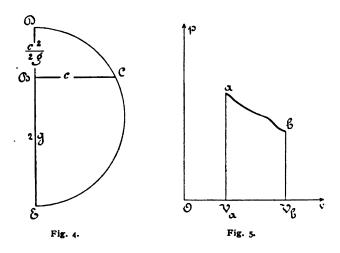
Le tre lunghezze p, v e T individuano una speciale condizione dell'aeriforme considerato, variando una qualsiasi di esse l'aeriforme compie una trasformazione e si producono un lavoro esterno positivo o negativo ed una variazione di energia interna, purchè esista equilibrio fra la pressione interna e la contropressione. Se tale equilibrio non esiste la massa dell'unità di peso acquista una velocità:

$$\mathrm{c} = BC \text{ (fig. 4)}$$

e quindi una forza viva:

$$\frac{c^2}{2g} = B\ D$$

se $BE = 2g$ ed il segmento g rappresenta, nella stessa scala di c, l'accelerazione di gravità (9,81 m.).

Fig. 4. Fig. 5.

La linea $a\ b$ (fig. 5) rappresenti una trasformazione compiuta da un aeriforme qualsiasi. Se indichiamo una volta tanto con L il lavoro esterno, positivo o negativo, ottenuto per effetto della trasformazione stessa è:

$$L = \text{area}\ a\ b\ V_b\ V_a\ .$$

La trasformazione $a\ b$ in generale si compie a spese di una certa quantità di calore, positiva o negativa, che può aversi graficamente nel seguente modo: dai punti a, b (fig. 6) si conducano due linee adiabate (espansioni senza somministrazione o sottrazione di calore) e si taglino con la $i\ i$ che segna una trasformazione isodinama (energia interna E dell'aeriforme costante).

Il calore somministrato da a in b compie il lavoro esterno $a\ b\ V_b\ V_a$ ed una variazione di energia interna $E_b - E_a$ se si indicano rispettivamente, con E_b il valore dell'energia interna posseduta dall'aeriforme in b, con E_a quella posseduta in a.

Nella trasformazione adiabata bc non si somministra nè sottrae calore, quindi il lavoro esterno si compie a spese della variazione di energia interna ossia:

$$\text{area } V_b\, b\, c\, V_c = E_b - E.$$

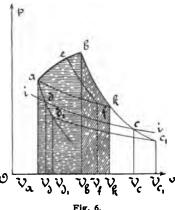



Fig. 6.

Analogamente nella trasformazione $a\, d$ avremo:

$$\text{area } V_a\, a\, d\;\; V_d = E_a - E$$

e quindi sottraendo membro a membro queste due eguaglianze:

$$E_b - E_a = \text{Area } V_b\, b\, c\;\, V_c - \text{Area } V_a\, a\, d\;\, V_d\,.$$

Il lavoro corrispondente al calore somministrato nella trasformazione $a\, b$ ossia:

$$E_b - E_a + \text{Area } a\, b\;\, V_b\;\, V_a$$

sarà dato dalla somma algebrica delle tre aree $V_b\, b\, c\, V_c$, $V_a\, a\, d\, V_d$ e $a\, b\, V_b\, V_a$ ossia dall'area:

$$V_d\, d\, a\, b\, c\, V_c\,.$$

Se $d_1\, c_1$ è una nuova curva isodinama sarebbe ancora il lavoro corrispondente al calore somministrato nella trasformazione $a\, b$ dato dall'area:

$$a\, d_1\; V_{d_1}\; V_{c_1}\, c_1\, b$$

e si ha quindi:

$$\text{area } c\, c_1\, V_{c_1}\, V_c = d\, d_1\, V_{d_1}\, V_d$$

come si può dedurre *a priori*.

Se l'isodinama passa per il punto a ed è $a\,k$ il suo andamento sul piano $p\,v$, evidentemente la variazione dell'energia interna nella trasformazione $a\,b$ è data dall'area:

$$b\,k\,V_k\,V_b$$

ed il lavoro corrispondente al calore totale somministrato è dato dall'area:

$$V_a\,a\,b\,k\,V_k$$

tratteggiata per maggiore intelligenza.

Il lavoro corrispondente al calore somministrato da a in e sarà dato dall'area:

$$a\,e\,f\,V_f\,V_a\,,$$

se $e\,f$ è una adiabata, e la variazione totale di energia interna è data dall'area:

$$V_e\,e\,f\,V_f\,.$$

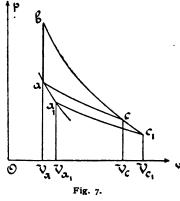



Fig. 7.

L'ordinata massima della linea integratrice l'area $a\,e\,f\,V_f\,V_a$ costruita con base $\frac{1}{A}$ dà le calorie somministrate da a in e. In una trasformazione a volume costante e cioè $a\,b$ perpendicolare all'asse $O\,v$ (fig. 7) il lavoro esterno è nullo ed il calore somministrato varia l'energia interna.

Se $b\,c$ è una adiabata, $a\,c$ un'isodinama, la variazione d'energia interna è data dall'area $V_a\,b\,c\,V_c$.

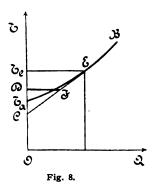
E se $a\,a_1$ è un'adiabata passante per a ed $a_1\,c_1$ un'altra isodinama si ha:

$$\text{area } V_a\, b\, c\, V_c = \text{area } V_{a_1}\, a_1\, a\, b\, c_1\, V_{c_1}.$$

§ 2. — *Calore specifico.* Evidentemente è possibile costruire una linea le cui ordinate sono i valori della temperatura assoluta assunti dall'aeriforme nella trasformazione $a\,b$, e le ascisse i valori dell'ordinata massima della corrispondente linea integratrice, le aree analoghe alla $V_a\, a\, e\, f\, V_f$, costruita con base $\frac{1}{A}$.

Fig. 8.

Sia $T_a\, B$ (fig. 8) la linea che dà i valori della temperatura assoluta raggiunta dal fluido, in funzione delle calorie Q somministrate nella trasformazione $a\,b$.

In un punto E di essa si conduca la tangente $E\,C$; si porti da C in D la lunghezza unitaria e si inalzi in D la perpendicolare all'asse $O\,T$ ad incontrare la tangente $E\,C$. Dicesi: ***calore specifico attuale*** del corpo nel punto E la lunghezza:

$$D\,F = \text{tg}\,\widehat{E\,C\,D}$$

In una trasformazione adiabata l'area che dà la variazione di energia interna è eguale a quella che dà il lavoro esterno; la linea:

$$T = \varphi(Q)$$

si confonde con l'asse $O\,T$ ed il valore del calore specifico è nullo.

In una trasformazione isoterma tale linea è una retta parallela all'asse $O\,Q$ ed il valore del calore specifico è quindi infinito.

È ovvio che il valore del calore specifico si mantiene costante durante una trasformazione se la variazione di tempera-

tura del corpo è proporzionale alle calorie somministrate o tolte.

§ 3. — *Entropia e peso termico.* Dalla linea:

$$T = \varphi(Q)$$

relativa alla trasformazione *a b*, si possono ricavare due altre linee

$$T = \varphi_1(Q_e)$$

e

$$T = \varphi_2(Q_l)$$

relative, rispettivamente, alla variazione di energia interna ed al lavoro esterno compiuto. La somma delle ascisse di queste due linee corrispondenti ad uno stesso valore di T è evidentemente eguale all' ascissa corrispondente della linea $T = \varphi(Q)$.

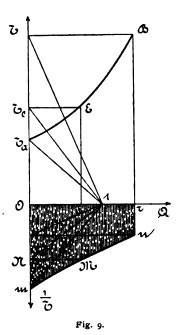



Fig. 9.

Se T_a B (fig. 9) è ancora tale linea relativa alla trasformazione *a b* della fig. 6 si prenda la lunghezza $O\,1$ eguale all'unità indi si unisca ad esempio il punto T_e con 1 e si tiri $1\,N$ perpendicolare alla $1\,T_e$ e si porti $N\,M$ eguale a $T_e\,E$; si ripeta tale costruzione per tutti i punti della $T_a\,B$ e si otterrà una linea *m n*:

$$\frac{1}{T} = \varphi_3(Q)$$

che dà la variazione dell'inversa delle temperature assolute assunte dal corpo con Q. L'area racchiusa fra tale curva e l'asse $O\,Q$ venne da Clausius chiamata ***entropia totale*** somministrata al corpo durante la trasformazione *a b*. L'ordinata massima della linea integratrice tale area, costruita su $O\,Q$ con base A, venne da Zeuner chiamata ***peso termico*** totale som-

ministrato nella trasformazione; le ordinate minori pesi termici parziali.

In una trasformazione isoterma l'area $O\,m\,n\,r$ è rettangolare, in una trasformazione adiabata essa è nulla.

§ 4. — *Diagramma entropico.* Per una trasformazione qualsiasi è possibile tracciare delle linee, riferite a due assi ortogonali, le cui ordinate sono i valori di T e le ascisse i corrispondenti valori dell'entropia posseduta dal corpo, ossia le ordinate della linea integratrice l'area $O\,m\,n\,r$ (fig. 9), costruita con base unitaria, sommate al valore dell'entropia iniziale.

In tale diagramma (*) la trasformazione a temperatura costante è rappresentata da una retta parallela all'asse delle entropie e la trasformazione adiabata da una retta parallela all'asse delle temperature.

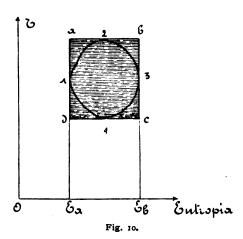



Fig. 10.

In un punto qualsiasi della trasformazione il calore specifico attuale è dato dal valore della sottotangente nel punto stesso.

Il rendimento di un ciclo qualsiasi $1\,2\,3\,4$ (fig. 10) è dato in tale diagramma dal rapporto

$$\frac{\text{area } 1\,2\,3\,4}{\text{area } E_a\,1\,2\,3\,E_b}$$

(*) Il primo autore che introdusse nello studio dei fenomeni termici il diagramma entropico fu il Belpaire (1872). Un grande impulso

ed è massimo evidentemente quando l'area *1 2 3 4* assume la forma *a b c d* rettangolare ossia quando l'aeriforme compie un ciclo di Carnot.

§ 5. — *Riversibilità nelle trasformazioni.* Se, quando il fluido compie una trasformazione, il valore della contropressione esterna non è in ogni istante eguale a quello della pressione interna altro che nei punti estremi della trasformazione, si devono distinguere l'area che rappresenta sul piano *p v* il lavoro esterno che il fluido può dare, dall'area che dà il lavoro effettivamente compiuto e che sarà sempre minore della precedente, se questa è positiva, maggiore se questa è negativa. Sia *a b* (fig. 6) la linea che dà la variazione della contropressione esterna con *v*. Da *a* si conduca la linea *a k* isodinama e da *b* la *b k* adiabata. L'area $b\ k\ V_k\ V_b$ rappresenta la variazione di energia interna della trasformazione *a b* qualunque sia l'andamento di questa fra i punti *a* e *b*.

Diremo che la trasformazione *a b* positiva, o negativa, è riversibile, quando l'ordinata massima della linea integratrice l'area $V_a\ a\ b\ k\ V_k$, costruita con base $\frac{1}{A}$, è eguale, in valore, alle calorie spese o generate nella trasformazione.

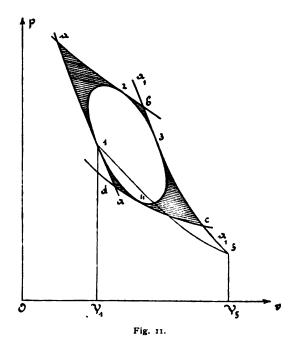
§ 6. — *Riversibilità nei cicli.* I cicli, come le trasformazioni che li formano possono, essere riversibili o meno. Sia *1 2 3 4* (fig. 11) un ciclo riversibile e si tirino ad esso le due adiabate estreme *a a* ed $a_1\ a_1$; nella trasformazione *1-3* la temperatura varia e raggiunge il suo massimo in *2*. La linea:

$$T = \varphi(Q)$$

---

alla sua applicazione venne dato subito dopo dal Gibbs in due memorie pubblicate nel 1873: *Graphical methods in the thermodynamics of fluids — A method of geometrical representation of the thermodynamic proprieties of substances by means of surfaces.*

In Italia un impulso grande allo studio dei diagrammi entropici venne dato dal Prof. Ugo Ancona del Politecnico di Milano che per primo introdusse il diagramma entropico nelle sue lezioni e pubblicò in proposito interessantissime memorie: *Sui principi fondamentali di termodinamica tecnica* (1896); — *Sui cicli teorici delle motrici termiche* (1897); — *Die Wärmediagramm der gesättigsten Dämpfe* (1897); — *Das Wärmediagramm der Gase und deren Kreisprocezze* (1898).

Fig. 11.

ha cioè l'andamento indicato nella figura 12 con la $T_1 B$. A questa linea corrisponde una curva

$$\frac{1}{T} = \varphi_3 (Q)$$

che ha l'andamento $m\,n$. L'entropia somministrata nella fase $1\,2\,3$ è data dall'area $O\,m\,n\,r$.

Nella trasformazione $3\,4\,1$ la variazione della temperatura avviene secondo la linea $T_3\,C$ posta a sinistra dell'asse $O\,T$ essendo i valori di Q negativi: essa avrà un'ordinata minima in corrispondenza al punto 4 della fig. 11.

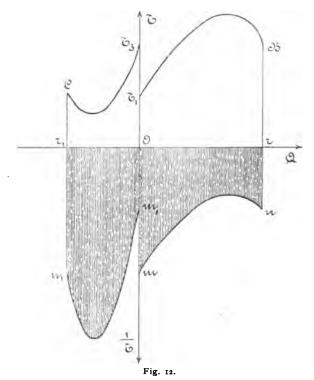
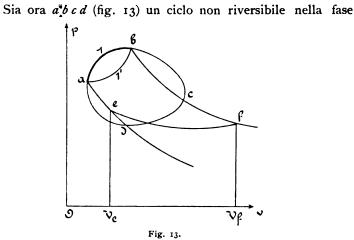
L'entropia tolta nella fase $3\,4\,1$ del ciclo sarà data dall'area $O\,m_1\,n_1\,r_1$ e dovrà essere:

$$\text{area } O\,m\,n\,r = \text{area } O\,m_1\,n_1\,r_1$$

e siccome tali aree hanno segno opposto, ne consegue che in un ciclo riversibile il valore dell'entropia ad esso relativa, è nullo.

Fig. 12.

Sia ora *a b c d* (fig. 13) un ciclo non riversibile nella fase

Fig. 13.

a 1 b e *a 1' b* la linea della contropressione esterna. Dai punti

a e *b* si conducano due adiabate *a e* e *b f* e si taglino con l'isodinama *e f*: si costruiscano le linee:

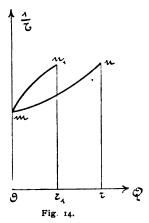
$$\frac{1}{T} = \varphi_3 (Q)$$

relative alle aree $V_e\, e\, a\, 1\, b\, f\, V_f$ e $V_e\, e\, a\, 1^1\, b\, f\, V_f$ e siano esse rispettivamente *m n* ed $m\, n_1$ (figura 14). L'area *O m n r* rappresenta l'entropia restituita nella fase *b c d a* del ciclo e va presa col segno negativo; e poichè:

$$\text{area } O\, m\, n_1\, r_1, < \text{area } O\, m\, n\, r$$

Fig. 14.

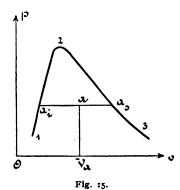
si può concludere che in un ciclo non riversibile, il valore dell'entropia ad esso relativa è negativo.

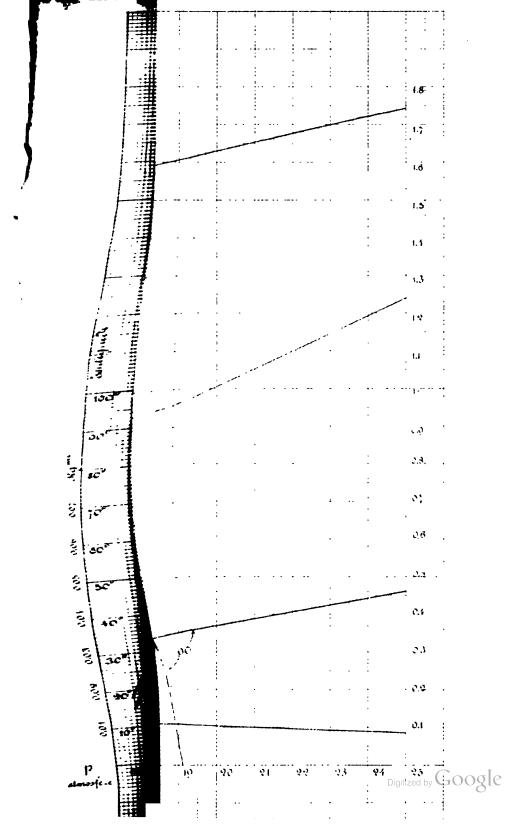
L'area: $m\, n\, r\, O - m\, n_1\, r_1\, O$ ci dà il valore dell'entropia corrispondente in questo caso ad un incremento di energia cinetica nel fluido che compie la trasformazione *a 1 2*.

CAPITOLO II

Il vapore d'acqua saturo.

§ 1. — *Premesse.* Si suppongono note le leggi fondamentali che regolano la vaporizzazione dei liquidi in genere e dell'acqua in ispecie ed il significato delle cosidette *curve limiti* superiore ed inferiore.

§ 2. — *Titolo del vapore.* La linea 1-2-3 (fig. 15) rappre-

Fig. 15.

senti nel piano $p\,v$ le due curve limiti; il punto a interno alla 1-2-3 rappresenta la condizione di vapore saturo umido; dicesi *titolo del vapore* nella condizione a il peso di vapore secco contenuto nella miscela di liquido e vapore ossia il rapporto:

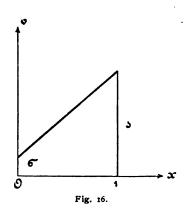
$$\frac{a_i\,a}{a_i\,a_s} = x.$$

Evidentemente le due curve limiti sono a titolo costante: rispettivamente a ticolo *zero* (inferiore) e *uno* (superiore).

Ad ogni valore di v, in una trasformazione a pressione costante, ne corrisponde uno di x; la linea:

$$v = f(x)$$

è una retta (fig. 16) le cui coordinate dei punti estremi sono:

$$(o, \sigma) \text{ e } (1, s)$$

Fig. 16.

se σ è il volume del liquido cui corrisponde il volume s di vapore asciutto.

§ 3. — *La pressione del vapore.* La proiezione della curva limite inferiore sul piano $p\ T$ ci dà la legge di variazione della pressione p con la temperatura T; la linea

$$T = f(p)$$

si traccia in base alle esperienze del prof. Battelli, il suo andamento è quello indicato nel grafico della Tav. 1 dove per i vari valori di p espressi in atmosfere sono i corrispondenti valori di $T - 273°$ di v e di γ. Per passare dalle atmosfere ai chilogrammi per cm.² serve la *linea di conversione:* se dal punto di incontro di tale linea con l'ordinata relativa ad un certo valore della pressione in atmosfere si conduce ad essa la perpendicolare, l'ascissa del punto di incontro di questa con l'asse delle pressioni dà i Kg.^{mi} per cm.². Viceversa data la pressione

in Kg.^{mi} per cm.^{2} volendo aver i valori di t, v e γ corrispondenti si conduce, dal punto che limita l'ascissa corrispondente al numero dato, la perpendicolare alla linea di conversione: le varie ordinate corrispondenti al punto di incontro danno i valori di t, v e γ domandati.

§ 4. — *Curva limite superiore.* L'andamento della curva limite superiore è tale che le coordinate dei suoi punti, secondo le esperienze del prof. Battelli, soddisfano alla seguente proprietà geometrica, che permette in relazione ai vari valori di T e di p dati dalla $T=f(p)$, di determinare i valori di v e quindi disegnare la curva limite superiore nel piano pv. Sia $O\,a$ (fig. 17) la pressione assoluta in atmosfere del vapore saturo asciutto; $O\,b$ perpendicolare ad $O\,a$ la corrispondente temperatura assoluta; $O\,c$ il volume specifico del vapore aumentato della costante:

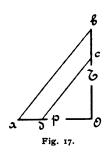



Fig. 17.

$$0.008402$$

ed

$$O\,d = \text{costante} = 0.00467.$$

Le rette $a\,b$ e $c\,d$ sono parallele.

§ 5. — *Calore necessario alla trasformazione dell'acqua in vapore.* Rappresentiamo con un segmento q la quantità di calore che devesi somministrare ad un chilogrammo di acqua, preso ad una data pressione, per portarlo dalla temperatura zero fino alla curva limite inferiore (fig. 18). Tale calore serve solamente ad aumentare l'energia interna del fluido. Siano rispettivamente $l_i\,l_i$ ed $l_s\,l_s$ le curve limiti inferiore e superiore.

Rappresentiamo con un segmento di lunghezza ρ il *calore latente interno* del liquido ossia la quantità di calore necessaria per vincere le forze attrattive delle molecole di liquido ed iniziare quindi la vaporizzazione; se $a\,b$ è la trasformazione isoterma compiuta fra le due curve limiti l'area $V_a\,a\,b\,V_b$ rappresenta un lavoro esterno, e la $V_b\,m_b$, ottenuta prendendo:

$$O\,2 = \frac{1}{A}\,;\; O\,1 = V_a\,a$$

e tirando $V'_a\,m_b$ parallela alla $2\,1$, le calorie corrispondenti.

Se:

$$V_b\, M_b = \rho \text{ e } M_b\, N_b = q$$

è:

$$m_b\, N_b = \lambda$$

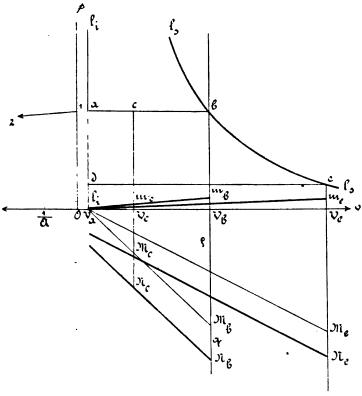



Fig. 18.

il calore totale necessario per vaporizzare, alla pressione $O\,1$, un chilogrammo di acqua preso a zero gradi.

$M_b\, m_b$ chiamasi *calore totale di vaporizzazione* e viene indicato generalmente con r.

Le ordinate comprese fra $V_a\, m_b$ e $V_a\, M_b$ danno il calore necessario per portare il punto a nella posizione che corrisponde alla distanza dell'ordinata che si considera dall'asse $O\,p$. Così

l'ordinata $m_c\ M_c$ ci dà il calore necessario per avere il vapore nella condizione rappresentata dal punto c.

Secondo le esperienze di Regnault è con grandissima approssimazione:

$$q = T - 273^\circ \text{ (*)}$$

ed il valore del calore totale λ in funzione di T è dato dalle

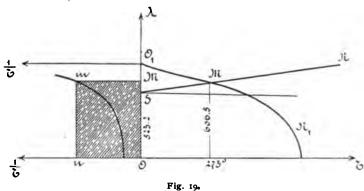



Fig. 19.

ordinate di una retta MN (fig. 19) tracciata come indica la figura.

Se alle ordinate di MN si levano i corrispondenti valori di q, si ottiene una linea MN_1 le cui ordinate danno evidentemente, per ogni valore di T le calorie totali di vaporizzazione r corrispondenti.

La linea MN_1 taglia l'asse $O\ T$ in un punto che ha per ascissa la temperatura critica assoluta.

§ 6. — *L'entropia nei vapori.* Dalla linea che dà la variazione di T con q si può ricavare la linea:

$$\frac{1}{T} = \varphi_1 (q)$$

(*) Più esattamente è:

$$q = T - 273 + 0.00002\,(T - 272)^2 + 0.0000003\,(T - 273)^3$$

e determinare quindi i valori dell'entropia necessaria per portare il liquido alle varie temperature.

Se, con grandissima approssimazione e per i valori di p della pratica, si ammette che q cresca linearmente con T, la linea $\frac{1}{T} = \varphi_3(q)$ è una iperbole equilatera rispetto ai due assi Oq

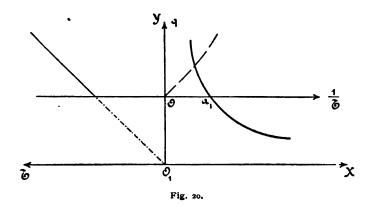



Fig. 20.

ed O_1X quest'ultimo ottenuto tirando dall'incontro della $T - \varphi(q)$ con Oq (fig. 20) la parallela ad $O\frac{1}{T}$.

Evidentemente è:

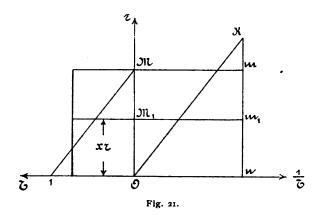
$$O\,O_1 = 273^\circ.$$

È ovvio che prendendo i valori delle aree comprese fra l'iperbole che passa per a_1 e l'asse $O\,\frac{1}{T}$ per ascisse, e di valori di T per ordinate si può costruire la curva limite inferiore nel diagramma entropico.

Siano: $O_1\,Y$ ed $O_1\,X$ i due assi del diagramma entropico. La linea integratrice costruita con base unitaria su $O\,Y$, ed a partire da O, dell'area compresa fra l'asse $O\,Y$, e l'iperbole, dà la curva limite inferiore nel diagramma stesso.

Le ordinate della linea MN_1 (fig. 19) danno le calorie necessarie per compiere la trasformazione isoterma e portare cioè il vapore dal titolo zero al titolo uno alle varie temperature.

La linea che dà la variazione del calore di vaporizzazione r durante una determinata isoterma è una retta parallela all'asse $O\,r$ (fig. 21) avente per ascissa il valore corrispondente di T. Se il

Fig. 21.

punto si ferma lungo la trasformazione isoterma e cioè si ottiene del vapore ad un determinato titolo x il calore richiesto è:

$$x\,r.$$

La linea che dà la variazione di r con $\frac{1}{T}$ per ogni isoterma è una parallela dell'asse $O\,r$, e l'entropia spesa nella trasformazione è data da un'area rettangolare $O\,M\,m\,n$, e se:

$$O\,M_1 = x.\,O\,M$$

l'entropia è data dall'area:

$$M_1\,m_1\,n\,O.$$

La linea $\frac{1}{T} = \varphi_3\,(r)$ relativa ai vari valori di T è ancora, per i valori ordinari di T, un'iperbole equilatera (fig. 19) rispetto agli assi $O_1 \frac{1}{T}$ ed $O\,O_1$ e l'entropia è data dalle varie aree rettangolari analoghe alla tratteggiata.

La $OnmM$ (fig. 21) può essere una di tali aree, ed allora se si prende:

$$O\,1 = \text{unità}$$

e si tira OK parallela ad 1 M, sarà nK da aggiungere all'ascissa corrispondente della curva limite inferiore del diagramma entropico per avere un punto della curva limite superiore.

Partendo dalla retta MN della fig. 19 si potranno dunque avere le curve limiti superiore ed inferiore nel diagramma entropico.

Le due curve limiti si incontrano in tale diagramma in un punto la cui ordinata è la temperatura assoluta critica.

§ 7. — *Trasformazioni.* Le trasformazioni che interessano il nostro studio sono espansioni, non riversibili, adiabate o che poco se ne discostano. Secondo le ricerche di Zeuner l'equazione della linea adiabata relativa al vapore d'acqua saturo è della forma:

$$p\,v^{\delta} = \text{costante.}$$

Il valore di δ varia col titolo del vapore e quello medio più attendibile, per vapore saturo asciutto inizialmente, è:

$$\delta = 1.135.$$

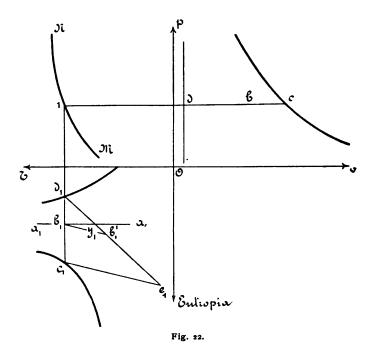
Nel fatto δ varia da punto a punto della linea di espansione il cui tracciamento conviene farlo, nel diagramma $p\,v$, partendo dal diagramma entropico nel quale l'espansione adiabata è rappresentata da una retta.

Si dispongano gli assi di riferimento come indica la fig. 22 e si suppongano tracciate nei due diagrammi $p\,v$ ed entropico le curve limiti; la MN sia la linea che dà la variazione di T con p per i vapori saturi.

La $a_1\,a_1$ rappresenti una trasformazione adiabata nel diagramma entropico e vediamo come si possa, di un punto qualsiasi b_1 di essa, determinare il corrispondente nel diagramma $p\,v$.

Dal punto b_1 si conduce la parallela all'asse delle entropie fino ad incontrare in 1 la MN. Il punto b corrispondente di b_1

si troverà evidentemente sulla parallela condotta da 1 all'asse $O v$ e dividerà la $c d$ nello stesso rapporto nel quale b_1 divide la $c_1 d_1$.

Fig. 22.

Si porti allora $d_1 e_1 = c d$ si unisca e_1 con c_1 e da b_1 si tiri la parallela a tale retta; dove essa interseca la $d_1 e_1$ si ha un punto $b^1{}_1$ tale che:

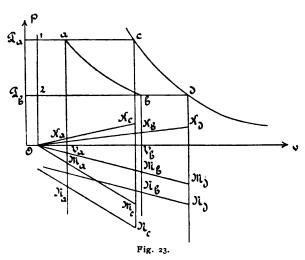
$$e_1 b^1{}_1 = c b.$$

Ed in tal modo si ha nel diagramma $p v$, per punti il vero andamento della linea adiabata.

Se la espansione adiabata avviene riversibilmente il lavoro esterno compiuto è dato dall'area $a b V_b V_a$ (fig. 23) che rappresenta anche la diminuzione di energia interna del vapore. E si ha:

$$\text{area } a b V_b V_a = \frac{1}{A} \{ V_a N_a - V_b N_b \}$$

Ossia l'ordinata massima della linea integratrice l'area $a\,b\,V_b\,V_a$ costruita con base $\frac{1}{A}$ è eguale alla differenza delle due lunghezze $V_a\,N_a$ e $V_b\,N_b$.

Fig. 23.

§ 8. — *Moto ed efflusso dei vapori saturi.* Consideriamo del vapore saturo in moto in un tubo (fig. 24 *a*) e siano p_a, v_a, T_a, le lunghezze che rappresentano le sue condizioni nella sezione α attraversata dal vapore con velocità c_a, $p_b\ v_b\ T_b$ le lunghezze che rappresentano le condizioni

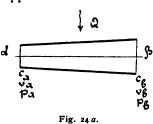



Fig. 24 *a*.

Fig. 24 *b*.

del vapore nella sezione β e c_b la sua velocità. Per sempli-

città il tratto di condotto $\alpha\beta$ abbia l'asse orizzontale e si suppongano per ora nulle le resistenze.

La linea $a\,b$ (fig. 24 b) rappresenti la legge di variazione di p con v nel tratto di condotto considerato: da a si conduca la linea adiabata $a\,c$ e da b l'isodinama $b\,c$.

Il calore fornito o tolto fra le due sezioni α e β produce una variazione di energia interna data dall'area $a\,c\,V_c\,V_a$ la quale è costante, date le stesse condizioni iniziali e finali, se la trasformazione è riversibile, ed una variazione nell'energia cinetica esterna data, per ogni chilogrammo di vapore da:

$$\frac{c_b^2}{2g} - \frac{c_a^2}{2g}$$

Se $P_a\,a$ è il volume di vapore che attraversa in un secondo la sezione α sarebbe $P_a\,a\,b\,P_b$ il lavoro che tale volume immesso in un cilindro potrebbe compiervi spingendo dinanzi a sè uno stantuffo, se $O\,P_b$ è la pressione sulla faccia non premuta di questo e se la trasformazione $P_a\,a\,b$ avviene riversibilmente. Ma se la trasformazione, come avviene fra le due sezioni α e β, non è riversibile si ha, per quanto si è premesso nel Capitolo I:

$$\frac{c_b^2}{2g} - \frac{c_a^2}{2g} = \text{area } P_a\,a\,b\,P_b = \text{area } a\,b\,I'_b\,V_a + \text{area } P_a\,a\,d\,P_d$$

se $b\,d$ è un arco di iperbole equilatera.

Il caso particolare che interessa il nostro studio è quello in cui il vapore nella sezione α ha una velocità trascurabile rispetto a quella della sezione β e la linea $a\,b$ è un'adiabata, si ha allora:

$$\frac{c_b^2}{2g} = \text{area } P_a\,a\,b\,P_b$$

il condotto $\alpha\beta$ è quello di efflusso del vapore da una capacità nella quale esso ha costantemente la pressione p_a in una nella quale la pressione è p_b.

Si indichi con L_r il lavoro dovuto all'attrito; esso equivale alle calorie:

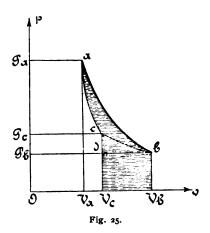
$$A\,L_r$$

che vengono somministrate al vapore durante l'espansione. Sia allora $a\,b$ (fig. 25) la linea che dà la variazione di p con v in questo caso. Si conduca da a l'adiabata $a\,c$ e da b l'isodinama $b\,c$: è

$$\text{area } a\,c\,V_c\,V_b\,b = L_r$$

e quindi:

$$\frac{c_b^2}{2g} = \text{area } P_a\,a\,b\,P_b - \text{area } a\,c\,V_c\,V_b\,b$$

Fig. 25.

Se mentre il vapore si muove fra le due sezioni α e β si hanno dei disperdimenti di calore, la trasformazione $a\,b$ avviene con la somministrazione delle calorie A L_r e con la sottrazione di una quantità che indicheremo con Q_i.

Se fosse in ogni istante:

$$Q_i = \mathrm{A}\,L_r$$

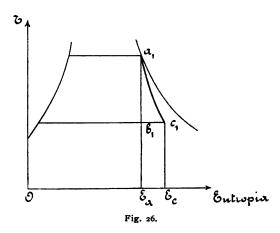
l'espansione avviene ancora adiabaticamente e si ha:

$$\frac{c_b^2}{2g} = \text{area } P_a\,a\,c_1\,P_b - \text{area } a\,c\,V_c\,V_b\,b$$

Se invece:

$$Q_i \lessgtr \mathrm{A}\,L_r$$

conviene ricorrere al diagramma entropico: se $a_1\ b_1$ (fig. 26) è la linea retta che rappresenta l'espansione adiabata, ed $a_1\ c_1$ quella tenendo conto delle resistenze, devesi all'area racchiusa

Fig. 26.

fra $a_1\ c_1$ e l'asse delle entropie levare o aggiungere, quella che rappresenta il calore disperso e fornito.

Poniamo ora (fig. 25):

$$\varphi = \frac{\text{area}\ a\ b\ V_b\ V_c\ c}{\text{area}\ a\ b\ P_b\ P_a - \text{aera}\ a\ b\ V_b\ V_c\ c}$$

avremo:

$$L_r = \varphi\,\frac{c_b^2}{2g}$$

e quindi:

$$\frac{c_b^2}{2g} = \frac{1}{1+\varphi}\ \text{area}\ a\ b\ P_b\ P_a$$

Il tracciamento della linea $a\ b$ in tal caso può farsi supponendo che la sua equazione sia della forma

$$p\,v^n = \text{costante}$$

e determinando in base ad esperienze il valore di n. Vedremo

più innanzi come si traccino le curve aventi equazioni analoghe alla precedente.

Volendo determinare graficamente il valore della velocità con la quale il vapore attraversa una sezione qualsiasi del tubo di efflusso, nella quale si formi una determinata pressione, si procede nel seguente modo.

Si prende per base la lunghezza unitaria e si traccia sull'asse Op (fig. 27) la linea $P_a\,d$ integratrice dell'area $P_a\,a\,b\,P_b$;

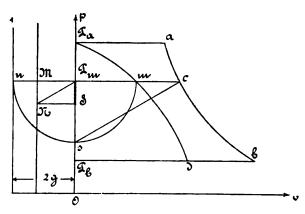



Fig. 27.

le sue ascisse danno evidentemente i valori teorici dell'altezza corrispondente alla velocità acquisita dal vapore che ha inizialmente la pressione $O P_a$, e si scarica in un ambiente dove la pressione è data dall'ordinata corrispondente all'ascissa considerata.

Se parallelamente all'asse Op e ad una distanza eguale a $2g$ si tira una retta 1 1, e se sopra un'ascissa qualsiasi $P_m\,m$ della linea integratrice e sul suo prolungamento $P_m n$ si descrive una semicirconferenza, il tratto $P_m s$ intercetto sull'asse Op dà appunto il valore teorico della velocità c_m corrispondente al salto di pressione:

$$O P_a - O P_m$$

Il valore effettivo di c_m ed in generale dei vari valori della

velocità, si avrebbe dividendo le ascisse della linea integratrice $P_a\, d$ per $1 + \varphi$ e sostituendo al tratto $P_m m$ il nuovo valore:

$$\frac{P_m \times m}{1 + \varphi}.$$

Si otterrà per ogni valore della pressione un valore corrispondente della velocità e sarà possibile di costruire una linea:

$$c = f(p)$$

che avrà nel nostro caso l'ordinata massima in corrispondenza al valore di $O\, P_b$.

È necessario però che nel condotto di efflusso le sezioni siano assegnate in modo che in esse si formi veramente la pressione indicata nel diagramma.

Sia allora noto il peso di vapore che deve effluire ad ogni secondo attraverso un tubo nel quale la pressione debba variare secondo la linea $a\, b$.

Volendo la sezione del tubo nel quale deve formarsi la pressione $O\, P_m$ ed avere nel vapore la velocità $P_m s$, si unisce c con s e si tira da P_m la parallela ad incontrare la $S\, N$ condotta da S parallelamente ad $O\, v$ in modo che sia:

$$P_m S = P$$

P peso effluente; la sezione di efflusso è data da $P_m M$.

Il suo valore dipende come vedesi da quello dell'angolo $P_m c\, s$ e varia, assumendo un valore massimo per:

$$O\, P_m = k\, .\, O\, P_a$$

e, per vapore inizialmente saturo asciutto e $a\, b$ adiabata con $\delta = 1.135$ si ha:

$$k = 0.58 \text{ circa.}$$

La sezione del condotto in corrispondenza è minima indi va aumentando verso lo scarico e si ottiene, per un tubo a sezione circolare, il profilo rappresentato dalla fig. 28.

È ovvio che dato un tubo a profilo convergente come indica la fig. 29 si devono distinguere due casi:

1º Caso. La pressione nell'ambiente nel quale si scarica il vapore è maggiore di $k \, . \, O P_a$. Si ha allora la velocità di efflusso seguendo la costruzione indicata nella fig. 27 ed il valore corrispondente del peso effluente.

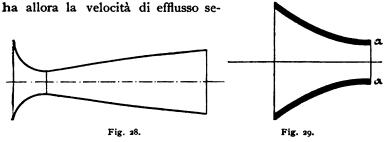



Fig. 28. Fig. 29.

2º Caso. — La pressione dell'ambiente nel quale si scarica il vapore è minore di $k \, . \, O P_a$ ed allora si forma nella sezione minima tale pressione, la velocità di efflusso ed il peso effluente rimangono costanti comunque vari la pressione di scarico.

Il peso effluente cioè aumenta abbassando la pressione di scarico finchè questa ha raggiunto il valore $O P_k = k \, . \, O P_a$ (fig. 30) e si mantiene poi costante abbassando comunque tale valore sotto la pressione $O P_k$.

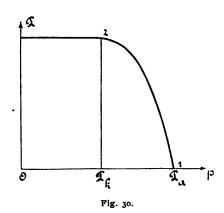



Fig. 30.

Se la sezione finale del tubo è maggiore di quella che cor-

risponderebbe al valore effettivo della velocità di efflusso, è il caso che può presentarsi quando un tubo costruito per funzionare con un salto di pressione $O P_a - O P_b$ (fig. 31) scarica

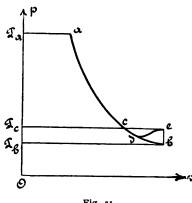



Fig. 31.

invece il vapore in un ambiente dove la pressione è $O P_c$, la linea di espansione del vapore non si arresta in c, ma, come dimostrano le esperienze, prende la forma $c\,d\,e$; la pressione del vapore si abbassa sotto al valore di quella di scarico per poi aumentare. La velocità del vapore diminuisce nell'efflusso ed avviene, presso la bocca di uscita, un urto.

Se invece si verifica il caso opposto ed il tubo calcolato per scaricare in un ambiente a pressione $O P_c$ scarica in uno a pressione $O P_b$, il vapore attraversa la sezione finale del tubo non completamente espanso, ma con la pressione $O P_c$: il getto di vapore all'uscita assume la forma indicata nella figura 32.

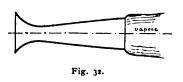



Fig. 32.

Consideriamo il caso in cui al tubo di efflusso a sezione variabile segua, dopo un certo intervallo, un tratto di tubo a sezione costante (fig. 33) $\beta\gamma$. Per effetto delle resistenze

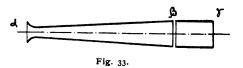
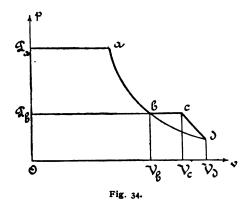



Fig. 33.

avviene nel tronco $\beta\gamma$ una trasformazione a pressione costante e se $a\,b$ (fig. 34) è la linea di espansione, supposta adiabata, entro

Fig. 34.

il tubo $\alpha\beta$, ed il punto b rappresenta quindi le condizioni del vapore nella sezione β, il punto c rappresenterà quelle nella sezione γ. Se da c si conduce un'adiabata $c\,d$ e da b una isodinama $b\,d$ il lavoro d'attrito trasformato in calore è dato evidentemente dall'area:

$$b\,c\,d\,V_d\,V_b$$

e se c_b e c_c sono rispettivamente le due velocità nelle sezioni β e γ avremmo:

$$c_c = c_b \frac{\overline{P_b\,c}}{\overline{P_b\,b}}$$

se anzichè dovuto all'attrito, il calore fosse somministrato con una sorgente calorifica esterna; ed avremo quindi nel caso considerato:

$$\frac{c_c^2}{2g} = \text{area } a\,b\,P_b\,P_a \frac{\overline{P_b\,c}^2}{\overline{P_b\,b}^2} - \text{area } b\,c\,d\,V_d\,V_b$$

Se invece il tronco a sezione cilindrica è collegato col

tronco $\alpha\,\beta$ in modo da costituire con esso un unico tubo (fig. 35) riesce difficile prevedere teoricamente se la pressione nella sezione β è veramente quella che si ha nella sezione γ o, com'è più probabile, se essa è superiore e la velocità nella sezione γ è quindi maggiore di quella del vapore nella sezione β.

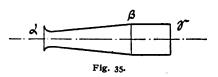



Fig. 35.

Il tubo di efflusso a sezione circolare che ha il profilo indicato dalla fig. 28 sia ora formato dall'insieme di vari tronchi come indica la fig. 36. L'espansione avrà luogo ancora nel tubo come se questo fosse continuo, ma appunto perchè nelle varie sezioni 1, 2, 3, ecc. il vapore ha una pressione superiore a quella dell'ambiente nel quale il tubo scarica, attraverso le aree cilindriche di separazione dei vari tronchi si avranno delle fughe di vapore.

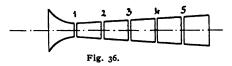
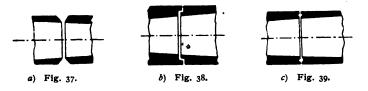



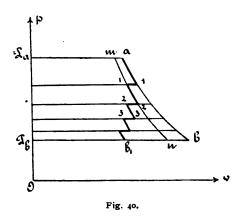
Fig. 36.

E il peso di vapore che sfuggirà attraverso una sezione qualsiasi dipenderà da elementi diversi e precisamente, oltre che dall'area della superficie di fuga, dalla pressione che si formerà in essa, e che sarà in relazione con la pressione interna del vapore in corrispondenza alla zona considerata, dalla forma della superficie di contatto di due tronchi successivi. Con le forme *b* e *c* (fig. 38 e 39) il peso di vapore che sfugge sarà

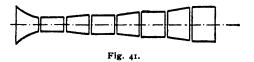
a) Fig. 37. *b*) Fig. 38. *c*) Fig. 39.

certamente minore che non con la forma *a* (fig. 37), a pari valore della distanza *s*.

Se $a\,b$ è la linea di espansione adiabata (fig. 40), supposte nulle le resistenze, ed il tubo continuo, è $a\,b_1$ la linea di espansione se il tubo è formato di vari tronchi a contatto.

Le varie lunghezze analoghe alla 1 1 rappresentano il volume di vapore sfuggito. È ovvio che lo stesso profilo non può

Fig. 40.

servire indifferentemente per un tubo continuo o per uno di varii tronchi; fra le sezioni 1 e 2, p. es., il profilo deve essere quello che corrisponde alla linea di espansione *m n*, ecc.

Supponiamo ora un tubo di efflusso a sezione circolare formato (fig. 41) da vari tronchi contigui alternatamente a sezione

Fig. 41.

variabile e costante, i primi profilati in modo che vi avvenga l'espansione del vapore secondo una determinata curva. La vera linea di espansione avrà in tal caso, e astraendo dalle fughe di vapore, l'andamento indicato con la linea *a* 1 1 , 2 2, ecc. della fig. 42 e la velocità finale di efflusso c_b sarà data dalla relazione:

$$\frac{c_b^2}{2g} = \text{area } P_a\, a\, b_1\, P_b - \text{area } a\, b_1\, V_{b_1}\, V_c\, c;$$

la linea $b\,c$ è una isodinama.

Se nel condotto di efflusso si verifica un brusco e sensibile aumento di sezione (fig. 43) e c_a è la velocità del vapore nella sezione α e c_b quella nella β, l'energia cinetica perduta dal vapore si trasforma completamente in calore se la pressione nella sezione β è eguale a quella nella sezione α.

Fig. 42.

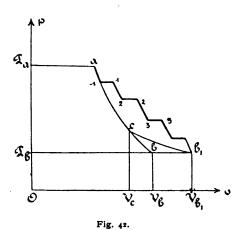



Fig. 43.

Se $a\,b$ (fig. 44) è la linea secondo la quale avviene l'espansione del vapore nel tronco che precede la sezione α e $P_a\,a$ è il volume specifico del vapore stesso (ad ogni secondo la sezione α è attraversata da 1 Kg. di vapore) è (trascurando le resistenze):

$$\text{area } P_a\,a\,b\,P_b = \frac{c_a^2}{2g}$$

e se:

$$\frac{c_b^2}{2g} = \text{area } P_c\,c\,b\,P_b$$

costruendo sull'asse $O\,p$ e con base $\frac{1}{A}$ la linea integratrice dell'area $a\,c\,P_c\,P_a$, l'ordinata massima di essa dà le calorie corrispondenti alla diminuzione di energia e che saranno sommini-

strate al vapore quando si trova nelle condizioni rappresentate dal punto b.

Si tracçino le due curve limiti e le $O_1 M_n$ ed $O_1 K_n$ prendendo:

$$V_n M_n = \rho_n \; ; \; V_n K_n = \text{A. area}\, m\, n\, V_n\, O_1$$

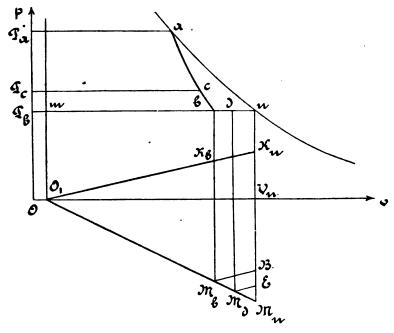



Fig. 44.

L'ordinata $K_b\, M_b$ ci dà le calorie di vaporizzazione possedute dal vapore nel punto b. Se dal punto M_b si conduce la parallela alla $O_1\, K_n$ si ottiene su $K_n\, M_n$ la lunghezza $B\, M_n$ che ci dà le calorie necessarie per portare b in n.

Ora due casi possono darsi: o le calorie corrispondenti all'area $P_a\, a\, c\, P_c$ sono minori di $B\, M_n$ ossia:

$$\text{A . area}\, P_a\, a\, c\, P_c < B\, M_n$$

ed allora è facile avere la nuova posizione d del punto b, ossia il titolo del vapore dopo l'urto, portando tali calorie da B in E,

tirando $E M_d$ parallela a $M_b B$ ed $M_d d$ parallela ad Op; oppure, secondo caso, tali calorie sono maggiori ed allora quelle che rimangono dopo levate le $D N$ servono a surriscaldare il vapore.

Se il vapore che arriva al tubo di efflusso è inizialmente saturo asciutto, nelle varie e successive sezioni di questo diviene saturo umido, ed il titolo è minimo nella sezione nella quale si verifica la minima pressione.

Ora è intuitivo, e del resto esperienze che citeremo più innanzi confermano, che le resistenze dovute ad attrito sono tanto maggiori a pari velocità, quanto minore è il titolo del vapore

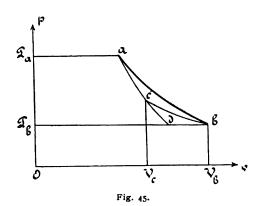



Fig. 45.

effluente. Le resistenze sarebbero quindi minori se l'espansione del vapore nel tubo di efflusso avvenisse secondo la linea limite superiore $a\ b$ (fig. 45). Se la linea $b\ c$ è una isodinama (*), il calore che dovrebbesi somministrare al fluido effluente sarebbe dato da:

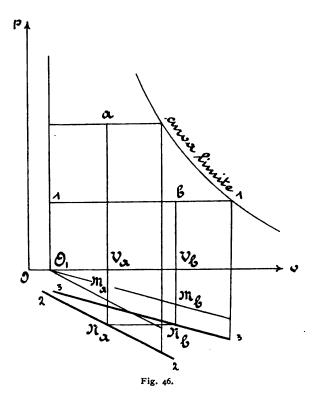
$$A\,.\,\text{area}\ a\ b\ V_b\ V_c\ c$$

(*) *Trasformazione isodinama.* In tale trasformazione l'energia interna del vapore rimane costante. I punti della curva che rappresenta una tale trasformazione nel piano $p\,v$ si possono facilmente ottenere

e l'energia cinetica posseduta dall'unità di peso effluente aumenterebbe, rispetto all'efflusso secondo una linea adiabata *a d*,

---

come segue: sia *a* (fig. 46) il punto iniziale dell' isodinama e si voglia segnare un punto di esso posto sulla *1 1*. Si traccia allora la *2 2* le cui ordinate danno la variazione del calore interno lungo l' isoterma pas-

Fig. 46.

sante per *a* e si cerca sulla *3 3* che dà le stesse variazioni per l'iso terma *1 1* l'ordinata eguale a $V_a N_a$. Sia

$$N_b V_b = N_a V_a ;$$

evidentemente dove la $M_b V_b$ incontra la *1 1* si ha il punto *b* cercato ed il titolo corrispondente del vapore.

In una trasformazione isodinama *a b* il calore somministrato è eguale al lavoro esterno compiuto; precisamente l'ordinata massima

dell'area $a\,b\,d$. Il calore corrispondente all'area $c\,d\,b\,V_b V_c$ rimane nel vapore come energia interna.

§ 9. — *Efflusso dell'acqua a temperatura elevata.* Se il punto a, nel quale si inizia l'espansione, si trova sulla curva limite inferiore il fluido effluente è inizialmente dell'acqua alla temperatura T_a e pressione p_a. È il caso che può presentarsi quando sulla parete di un recipiente contenente dell'acqua alla

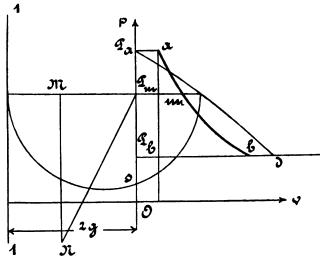



Fig. 47.

pressione p_a ed alla temperatura corrispondente T_a si innesta un tubo che mette in comunicazione l'interno della caldaia con un ambiente a pressione p_b. Ammettendo allora che nell'efflusso non si somministri ne sottragga calore al fluido, la linea di espansione è un'adiabata $a\,b$ (fig. 47) e si può subito affermare

---

della linea integratrice l'area $a b V_b V_a$ costruita con base $\frac{I}{A}$ è eguale al calore somministrato. Se il punto iniziale dell'isodinama, a, è sulla curva limite superiore dove il titolo è eguale all'unità, gli altri punti della curva hanno ordinate maggiori e sono a sinistra della curva limite superiore. In altre parole in una espansione isodinama il titolo del vapore aumenta e diminuisce viceversa in una compressione isodinama.

che: ***nell'efflusso dell'acqua da una caldaia nella quale siano la pressione p_a e la temperatura T_a corrispondente una parte dell'acqua effluente si trasforma in vapore.***

Il titolo della miscela nella bocca di uscita è dato dalla posizione del punto b rispetto alle due curve limiti. Ed ammesso che nella sezione di uscita si stabilisca la pressione p_b e che sia c_b la velocità della miscela sarà:

$$\frac{c_b^2}{2g} = \text{area } P_a\, a\, b\, P_b$$

L'andamento della linea $a\, b$ converrà dedurlo dal corrispondente del diagramma entropico, seguendo il metodo già esposto.

Sia allora $P_a\, d$ la linea integratrice dell'area $P_a\, a\, b\, P_b$ costruita con base unitaria e si tiri la 1 1 parallela all'asse $O\, p$ ed alla distanza da questo eguale a $2\, g$. Ripetendo la costruzione già esposta a pag. 33 si avranno i valori delle velocità corrispondenti alle varie pressioni di scarico. Così ad esempio sarà $P_m\, s$ la velocità della miscela se la pressione allo scarico è $O\, P_m$:

$$\frac{\overline{P_m\, s}^2}{2g} = \text{area } P_a\, a\, m\, P_m$$

La determinazione del peso di miscela effluente da una determinata sezione F si ottiene nel modo pure già esposto: se

$$P_m\, M = F$$

e se si conduce $P_m\, N$ parallela alla $s\, m$ il peso effluente è dato dal segmento $M\, N$.

Il valore di $M\, N$ varia con l'angolo $P_m\, m\, s$ ed è massimo in corrispondenza al valore massimo di questo. Ed anche in questo caso dovremo ammettere che esista una pressione:

$$k \,.\, O\, P_m$$

in corrispondenza alla quale il valore dell'angolo $P_m\, m\, s$ e quindi del peso effluente è massimo, e che, quando la pressione di scarico è minore di tale valore ed il tubo è convergente, si formi nella

sezione minima tale pressione ed il peso effluente rimane costante.

Il valore di k varia con quello di $O P_a$ ed è maggiore di quello corrispondente per l'efflusso dei vapori saturi.

Volendo dunque fare effluire da una caldaia un dato peso di liquido in modo che nella bocca del tubo di efflusso si abbia la massima velocità occorrerà dare al tubo una forma analoga a quella già veduta per il caso dei vapori, forma che il nostro metodo serve a determinare. Basta mantenere costante $M N$ e determinare i valori corrispondenti di $M P_m$ (*).

Se la sezione di efflusso dell'acqua è quella che termina una lunga tubazione nella quale si hanno anche delle strozzature, il peso di liquido effluente diminuisce e perchè le strozzature diminuiscono la pressione ed aumentano il titolo della miscela di acqua e vapore, giacchè l'energia cinetica acquistata nello strozzamento si trasforma in calore e perchè le resistenze di attrito rappresentano pur esse calorie somministrate, che concorrono ad aumentare il titolo stesso.

§ 10. — *L'efflusso dell'acqua surriscaldata e del vapore ed il diagramma entropico.* Nel diagramma entropico non troviamo un'area che serva a determinarci, da sola, la velocità di efflusso del vapore o dell'acqua surriscaldata giacchè, come si è già osservato, l'energia ad essa corrispondente è data per ogni chi-

---

(*) Osserviamo che il prof. Zeuner nel suo trattato di termodinamica non ammette che si verifichi il fenomeno ora accennato ma suppone anzi che nella bocca efflusso di un tubo convergente si formi la pressione dell'ambiente nei quale si scarica la miscela e quindi questa assuma la velocità corrispondente nel caso nostro all'area $P_a\, a\, b\, P_b$.

Che questa ipotesi non sia esatta lo dimostrano e il metodo grafico esposto e le esperienze eseguite dal Sauvage (*Annales des Mines,* 1892, tomo II, pag. 197) che danno dei pesi effluenti che sono circa 10 volte quelli teorici calcolati dal prof. Zeuner con la sua formola.

Il nostro metodo darebbe invece risultati che differiscono pochissimo da quelli sperimentali del Sauvage. — Così per una pressione in caldaia di 6 atmosfere la nostra costruzione darebbe nella sezione minima una pressione di circa 4.2 atmosfere ed un peso effluente di Kg. 1.38 al 1" e per cm.^{2} contro 1.34 trovati sperimentalmente.

logramma, dalla somma di due quantità; precisamente se si indica con λ_a il calore totale posseduto dal fluido all'inizio dell'espansione, e con λ_b quello posseduto alla fine di essa è:

$$\frac{c^2}{2g} = \frac{\lambda_a - \lambda_b}{A} + \sigma (p_a - p_b) \cdot$$

L'area tratteggiata della fig. 48 e compresa fra la curva

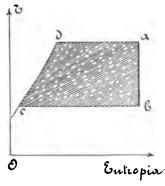



Fig. 48.

limite inferiore, le due isoterme e l'adiabata *a b* nel diagramma entropico, corrisponde al valore:

$$\lambda_a - \lambda_b$$

e si ha quindi

$$\frac{c^2}{2g} = \text{area } abcd \,.\, \frac{1}{A} + \sigma (p_a - p_b).$$

Il secondo termine del secondo membro rappresenta pure, com'è noto, un'area rettangolare nel diagramma $p\,v$ (*).

(*) Gli autori (Rateau, *Recherches Expérimentales sur l'écoulement de la vapeur d'eau;* — Koob, *Zeitschrieft des Vereines Deutscher Ingenieure*, 1904, pag. 275) che si sono occupati di determinare la velocità di efflusso del vapore col diagramma entropico hanno creduto

L'area tratteggiata nella fig. 49 corrisponde al valore:

$$q_a - \lambda_b$$

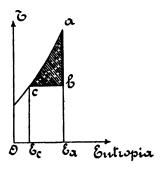



Fig. 49.

e si ha, per l'efflusso dell'acqua surriscaldata:

$$\frac{c^2}{2g} = \frac{1}{A} \text{ area } a\,b\,c + \sigma\,(p_a - p_b) \cdot$$

---

di semplificare il calcolo non tenendo conto del secondo termine della relazione sopra scritta e cioè supposero che sia:

$$\frac{c^2}{2g} = \frac{1}{A} (\lambda_a - \lambda_b) \;.$$

Questa semplificazione, accettabilissima in pratica, può però indurre in errore giacchè porta a concludere che nel caso di $\lambda_a = \lambda_b$, e quindi di acqua fredda che esce da una bocca che mette in comunicazione un ambiente a pressione interna costante p_a con uno a pressione p_b, l'acqua non acquista alcuna velocità.

CAPITOLO III

Il vapore d'acqua surriscaldato.

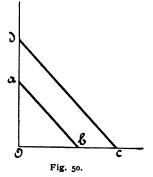
§ 1. — *Premesse.* Supponiamo nota la definizione di vapore d'acqua surriscaldato ed osserviamo che, dati la pressione in atmosfere, e la temperatura assoluta del vapore, si può geometricamente determinare il suo volume specifico portando su due assi, per comodità ortogonali (fig. 50), rispettivamente:

$$Oa = p \quad ; \quad Od = T \quad ; \quad Ob = 0.00452.$$

Unendo a con b e tirando dal punto d la parallela alla ab, si ha:

$$O c = v + 0.0084$$

v in metri cubi.

Fig. 50.

§ 2. — *Calore specifico del vapore d' acqua surriscaldato.* Fra i vari metodi di surriscaldamento del vapore d' acqua la pratica ha scelto quello a pressione costante. Il calore somministrato a del vapore saturo asciutto, allo scopo di provocarne il surriscaldamento a pressione costante, non produce solamente un aumento di temperatura nel fluido, ma una parte del calore somministrato serve a variare l'energia potenziale interna del vapore ed a trasformarlo gradatamente nello stato di gas. Ne consegue che il calore specifico a pressione costante per il vapore surriscaldato varia con la temperatura del vapore.

La costanza del calore specifico a pressione costante del vapore surriscaldato venne ammessa, per comodità di ricerca, da vari autori, in seguito alle esperienze eseguite dal Regnault nel 1862 con vapore alla pressione atmosferica e surriscaldamenti variabili da 22° a 131°. Il valore medio accettato era:

$$c_p = 0.4805.$$

Nel 1883 le esperienze del Mallard e Le Chatellier facevano concludere che il valore del calore specifico del vapore surriscaldato variava con la temperatura in gradi centigradi del vapore, secondo le ordinate di una retta i cui parametri vennero variati in seguito alle ricerche del Sarrau e Vieille, i quali trovarono l' intercetta sull'asse verticale eguale a 0.432 e la tangente dell'angolo formato con l'asse delle temperature 0.000318, e recentemente dal Langen che assegnò agli stessi parametri rispettivamente i valori:

$$0.439 \quad ; \quad 0.000239.$$

Esperienze recenti del prof. Bach (*) darebbero per il valore di c_p le cifre seguenti:

Pressione del vapore in Kg. per cm.²	Surriscaldamento (gradi centigradi)	Calore specifico a pressione costante
2.6	197.9	0.624
4.4	180.8	0.574
6.4	165.1	0.534
8.2	154.1	0.536

Ed esperienze ancora più recenti del Lorenz (**) darebbero i valori compendiati nella seguente tabella:

(*) *Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure*, 1902, pag. 729.

(**) H. LORENZ. « Die spezifische Wärme des überhitzten Wasserdampfes ». *Zeitschrift der Vereines deutscher Ingenieure*, 1904, p. 698.

Pressione del vapore in Kg. per cm.²	Surriscaldamento (gradi centigradi)	Calore specifico a pressione costante
1.889	176	0.492
1.932	89	0.531
3.936	196.9	0.478
4.05	152	0.484
4.31	60	0.583
6.8	44.6	0.622
6.82	116	0.568
6.94	158	0.555
8.97	48	0.698
8.98	88	0.64
8.98	140	0.570

Queste cifre permettono di concludere che:

a pari surriscaldamento il valore del calore specifico a pressione costante del vapore d'acqua surriscaldato aumenta con la pressione;

a pari pressione esso diminuisce col crescere del surriscaldamento.

Queste conclusioni sono perfettamente in relazione con quelle relative ai gas e specialmente all'aria secondo le ultime ricerche del Linde, e contraddicono evidentemente le relazioni precedenti per le quali il calore specifico del vapore era solo funzione della temperatura di esso ed aumentava con essa.

Quando si conosca l'andamento della linea che dà la variazione del calore specifico a pressione costante con la temperatura t e quindi con la T si può ottenere facilmente la linea:

$$T = \varphi(Q)$$

relativa ad una trasformazione a pressione costante. Se la linea 1-2 (fig. 51) dà la variazione di c_p con T, la linea integratrice dell'area T_a 12 T_b costruita con base unitaria è evidentemente la linea cercata e col suo sussidio si potrà avere il valore del calore specifico

medio durante la trasformazione ossia l'ordinata media della linea 1-2.

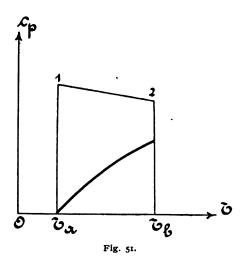
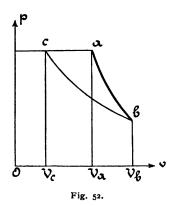
Fig. 51.

§ 3. — *Trasformazione adiabata.* Sia $a\,b$ (fig. 52) la linea che rappresenta una trasformazione adiabata eseguita con vapore

Fig. 52.

surriscaldato, e supponiamo per ora che la $a\,b$ si trovi tutta alla destra della curva limite superiore.

Com'è noto l'area $a\,b\,V_b\,V_a$ rappresenta la variazione di energia interna che ha luogo oltre che nella trasformazione adia-

bata $a\,b$, anche in qualsiasi trasformazione svolta fra il punto a ed un punto qualunque della isodinama condotta da b e quindi anche nella trasformazione a pressione costante $a\,c$.

Se si indica con c_{pm} la lunghezza che rappresenta il calore specifico medio durante la trasformazione $a\,c$ si ha:

$$\text{area } a\,c\;V_c\;V_b\,b = \frac{c_{pm}\,(T_a - T_c)}{A} = \frac{c_{pm}}{A}\,\frac{p_a\,(v_a - v_c)}{45.20}$$

e quindi:

$$\text{area } a\,b\;V_b\;V_a = \frac{c_{pm}}{A}\,\frac{p_a\,(v_a - v_c)}{45.20} - \text{area } c\,a\;V_a\;V_c$$

e poichè:

$$\text{area } c\,a\;V_a\;V_c = p_a\,(v_a - v_c)$$

si avrà:

$$\text{area } a\,b\;V_b\;V_a = \frac{p_a\,v_a - p_c\,v_c}{\dfrac{c_{pm}}{c_{pm} - 45.20\,A} - 1}$$

Se si ammette che le coordinate della $a\,b$ soddisfino all'equazione generale:

$$p\,v^{\delta} = \text{costante}$$

ossia che l'area $a\,b\;V_b\;V_a$ possa esprimersi con la relazione:

$$\frac{1}{\delta - 1}\,(p_a\,v_a - p_b\,v_b)$$

è ovvio che se:

$$\delta = \frac{c_{pm}}{c_{pm} - 45.20\,A}$$

si ha:

$$p_c\,v_c = p_b\,v_b$$

Ammettendo dunque che il valore di δ in una trasformazione adiabata sia dato dal rapporto fra il calore specifico medio

della trasformazione a pressione costante, che ha la stessa variazione di energia interna, e questo valore diminuito della costante 45.2. A ne consegue che la isodinama $a\,c$ è una iperbole equilatera.

Se si ammette:

$$c_{pm} = 0.48$$

si ha:

$$\delta = 1.28$$

Per forti surriscaldamenti e pressioni elevate ammettendo:

$$c_{pm} = 0.6$$

si ha:

$$\delta = 1.21$$

e si può quindi tracciare la linea adiabata nel diagramma $p\,v$ seguendo la costruzione generale che daremo per la politropa dei gas.

Con i surriscaldamenti ed i salti di pressione della pratica, la linea $a\,b$ taglia sempre la curva limite superiore ed alla fine dell'espansione si ha del vapore saturo umido. Può interessare di conoscere il punto nel quale, durante l'espansione, il vapore diviene saturo asciutto, ossia le coordinate del punto di incontro della linea di espansione con la curva limite superiore. Con l'aiuto del diagramma entropico e della curva:

$$T = f(p)$$

tale determinazione riesce facile.

§ 4. — *Efflusso dei vapori surriscaldati.* Per le leggi relative al moto dei vapori surriscaldati ed al loro efflusso da orifici, valgono le stesse conclusioni generali alle quali siamo arrivati per i vapori saturi. Il caso che più interessa il nostro studio è sempre quello in cui nell'efflusso non avviene nè sottrazione nè somministrazione di calore e cioè la linea $a\,b$ di

espansione (fig. 53) è una adiabata. Se c_b è la velocità di efflusso da un tubo nella cui sezione di uscita si abbia la pressione OP_b è:

$$\text{area } a\, b\, P_b\, P_a = \frac{c_b^2}{2g}.$$

E vale sempre la costruzione con la quale dato il peso effluente ad ogni secondo si ha il profilo del tubo di efflusso per

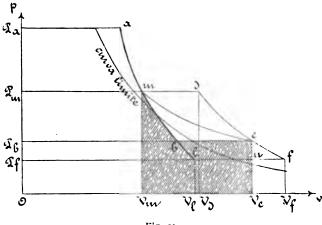



Fig. 53.

avere, nella sezione estrema di esso, la pressione OP_b, quindi la velocità c.

E il metodo grafico assume una importanza eccezionale, per i vapori surriscaldati, giacchè non è cognito e ad ogni modo varia con la pressione ed il surriscaldamento il valore dell'esponente δ.

Se il valore di OP_b è basso, la linea di espansione $a\,b$ taglia la curva limite superiore; esiste cioè nel tubo, attraverso cui avviene l'efflusso, una sezione nella quale il vapore diviene saturo asciutto. Chiameremo tale sezione *sezione limite*.

Al problema dell'efflusso dei vapori in genere e di quelli surriscaldati in ispecie si collegano quelle che diremo.

§ 5. — *Trasformazioni a calore costante*. Se del vapore ad una pressione iniziale $OP_a = p_a$ ed una temperatura T_a, passa

attraverso una valvola e si scarica in un ambiente nel quale la pressione è $O P_m$ ha luogo una trasformazione che diremo a calore costante giacchè, supponendo nulli i disperdimenti di calore all'esterno, prima e dopo della valvola ogni chilogrammo di vapore possiede la stessa quantità di calore.

Se $a\,m$ è la linea secondo la quale (fig. 53) il vapore si espande attraverso la valvola e c_1 la velocità massima assunta da esso è:

$$\frac{c_1^2}{2g} = \text{area } a\, m\, P_m\, P_a$$

e le calorie date da:

$$A\,.\,\text{area } a\, m\, P_m\, P_a$$

vengono somministrate al vapore che si trova nella condizione rappresentata dal punto m. Per effetto di questa somministrazione di calore il punto m si sposta parallelamente all'asse Ov e si porta in una posizione, indicata dal punto d, che dipende da quella di m e dal valore dell'area $a\, m\, P_m\, P_a$.

Se il punto a è sulla curva limite superiore il punto d trovasi sempre alla destra di essa e cioè il vapore si surriscalda.

Se dal punto d si conduce una linea adiabata $d\,e$ e dal punto m una isodinama $m\,e$ è evidentemente:

$$\text{area } P_a\, a\, m\, P_m = \text{area } m\, d\, e\, V_e\, V_m$$

Il vapore espandendosi adiabaticamente attraverso un orificio da d in e potrà acquistare una velocità c_2 e sarà:

$$\frac{c_2^2}{2g} = \text{area } P_m\, d\, e\, P_b$$

Se invece esso si espandesse da a in b, ed è la pressione in b eguale a quella in e, la velocità acquistata c sarebbe data dalla relazione:

$$\frac{c^2}{2g} = \text{area } P_a\, a\, b\, P_b$$

evidentemente è:

$$\text{area } P_a\, a\, b\, P_b > \text{area } P_m\, d\, e\, P_b$$

e quindi

$$c_2 < c .$$

L'energia cinetica che rimane nel vapore e che ne aumenta l'energia interna è data da:

$$\text{area } m\, b\, e\, V_e\, V_m .$$

Se invece la pressione di scarico è $O P_f$ sarebbe:

$$\frac{c^2}{2g} = \text{area } P_a\, a\, l\, P_f$$

$$\frac{c_2^2}{2g} = \text{area } P_m\, d\, f\, P_f$$

e quindi

$$\frac{c^2 - c_2^2}{2g} = \text{area } P_m\, m\, l\, P_f + \text{area } m\, d\, e\, V_e\, V_m - \text{area } P_m\, d\, f\, P_f$$

$$= \text{area } m\, l\, n\, V_e\, V_m - \text{area } e\, n\, f .$$

Tale differenza è tanto più piccola quanto più basso è il valore di OP_f e quanto più piccolo è il valore dell'area $P_a\, a\, m\, P_m$.

§ 6. — *I vantaggi termici del surriscaldamento.* Col diagramma entropico riesce facilissimo dimostrare i vantaggi che si ottengono surriscaldando il vapore. Se $a\, b\, c\, d$ (fig. 54) rappresenta, in tale diagramma, un ciclo svolto fra le temperature OT_a ed OT_d e composto di due isoterme $a\, b$ ed $d\, c$, un'adiabata $b\, c$ e del tratto $d\, a$ della curva limite inferiore, il suo rendimento termico è dato dal rapporto:

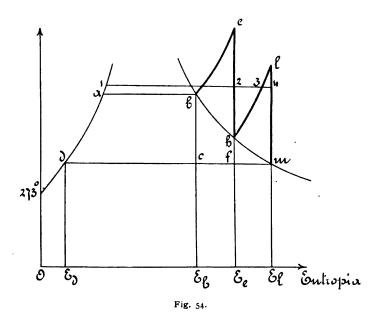
$$\frac{\text{area } a\, b\, c\, b}{\text{area } E_d\, d\, a\, b\, E_b}$$

che notoriamente è tanto maggiore quanto maggiore è il valore di OT_a e quanto più piccolo è quello di OT_d.

Se $b\, c$ rappresenta la fase di surriscaldamento a pressione costante ed $a\, b\, e\, f\, d$ un ciclo svolto con vapore surriscaldato, il suo rendimento è dato dal rapporto:

$$\frac{\text{area } a\, b\, e\, f\, d}{\text{area } E_d\, d\, a\, b\, e\, E_e}$$

che è evidentemente maggiore del precedente ed il cui valore aumenta col surriscaldamento.

Fig. 54.

Se si conduce la retta 1-2 parallela all'asse delle entropie e tale che sia:

$$\text{area } d\,1\,2\,f = \text{area } d\,a\,b\,e\,f$$

il rendimento del nuovo ciclo può anche scriversi:

$$\frac{\text{area } 1\,2\,f\,d}{\text{area } E_d\,d\,1\,2\,E_e}$$

Indichiamo con *h* il punto di incontro di *ef* con la curva limite superiore e supponiamo di surriscaldare a pressione costante il vapore che trovasi in tale condizione portando il punto *h* in *l* posto sull'adiabata passante per *m* incontro di *df* con la curva limite superiore.

Nel nuovo ciclo *d a b c h l m* abbiamo, alla fine dell'espansione adiabata, del vapore saturo asciutto, e questa condizione,

come vedremo in seguito, è sotto alcuni riguardi vantaggiosa, ed un rendimento termico dato dal rapporto:

$$\frac{\text{area } d\,a\,b\,e\,h\,l\,m}{\text{area } E_d\,d\,a\,b\,e\,h\,l\,E_l}$$

che sarà maggiore del precedente (ciclo $dabef$) se è soddisfatta la condizione:

$$\text{area } 3\,l\,4 \geq \text{area } 2\,3\,h\,.$$

Ciò si verifica sempre se i punti e ed l si trovano su una

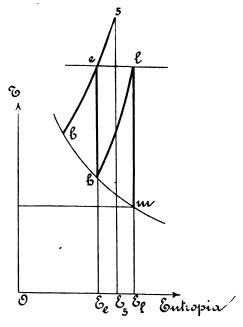



Fig. 55.

stessa isoterma e precisamente sulla massima compatibile dalla motrice nella quale si svolge il ciclo.

Se si suppone (fig. 55):

$$T_e = T_l$$

e:

$$\text{area } e\, 5\, E_5\, E_e = \text{area } h\, l\, E_l E_e$$

si comprende che c'è convenienza a generare del vapore surriscaldandolo fino alla temperatura T_5, adoperare le calorie rappresentate dall'area $e\, 5\, E_5\, E_e$ per surriscaldare il vapore che si trova nella condizione h facendo arrivare il vapore alla motrice nella quale si compie, in due tempi, il ciclo alla temperatura T_e.

CAPITOLO IV

I gas.

§ 1. — *Generalità.* I gas che possono interessare il nostro studio sono l'aria o una miscela opportuna di aria e di gas prodotti dalla distillazione o combustione di qualche combustibile.

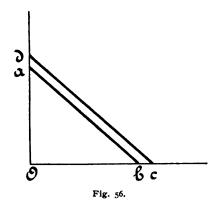



Fig. 56.

per l'aria se $R =$ mm. 29.27

$p = 2.5$ atmosfere $= 26200$ kg. p. $m^2 = 26$ mm.

$T = 288 = 28.8$ mm.

$v = m^3\ 0.3263 =$ mm. 32.6

Supponiamo nota la proprietà fondamentale dei gas che geometricamente può così rappresentarsi: se Oc (fig. 56) misurato in qualche scala rappresenta il volume specifico v di un gas; $Oa = p$ la sua pressione specifica; Ob, la sua temperatura as-

soluta ed $Od = R$ una costante, e si uniscono i punti d e c, a e b fra loro, le rette dc ed ab sono parallele.

Se v è espresso in metri cubi per chilogramma, p in chilogrammi per metro quadrato si hanno, per i gas che più ci interessano, i seguenti valori di R:

Idrogeno	422.6
Ossigeno	26.5
Azoto	30.22
Ossido di carbonio	30.29
Aria	29.27
Acetilene	32.61
Metano	52.93

Supponiamo noto che l'energia interna di un gas dipende unicamente dalla sua temperatura e che i calori specifici a pressione ed a volume costante dei gas si possono, per le applicazioni della pratica, considerare come costanti. I loro valori per i medesimi gas sopra elencati sono i seguenti:

	c_p	c_v
Idrogeno	3.43	2.42
Ossigeno	0.217	0.154
Azoto	0.2438	0.173
Ossido di carbonio	0.245	0.1736
Aria	0.2375	0.169
Acetilene	0.346	0.27
Metano	0.593	0.468

Per del gas illuminante che abbia la composizione volumetrica (per 1 m³) seguente:

Idrogeno: 0.485 — Metano 0.350 — Ossido di carbonio 0.07
Etilene 0.045 — Anidride carbonica 0.02 — Ossigeno 0.0025
azoto 0.0275

si ha:

$$R = 72 \quad ; \quad c_p = 0.695 \quad ; \quad c_v = 0.523 .$$

Per una miscela di aria e gas illuminante di questa composizione si hanno i seguenti valori:

Rapporto fra il volume di aria e di gas	R	c_p	c_v
6	32.06	0.2667	0.1914
8	31.33	0.2595	0.1858
10	30.96	0.2556	0.1828
12	30.68	0.2527	0.1803

e per il gas derivato dalla combustione della miscela:

Rapporto fra il volume di aria e di gas	R	c_p	c_v
6	30.8	0.2782	0.2030
8	30.3	0.2674	0.194
10	30.2	0.2623	0.1894
12	30.–	0.2566	0.185

Per miscele di aria e gas povero i valori ora esposti variano naturalmente in relazione alla composizione del gas ed al rapporto fra il volume di aria e di gas, ma i valori medi non si discostano molto da quelli esposti e del resto si possono calcolare con esattezza, quando sia nota la composizione del gas dopo l'esplosione, dai valori relativi ai singoli componenti.

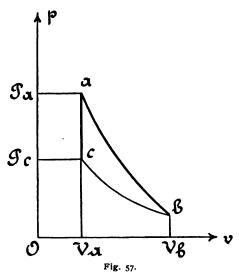
Qualunque sia la natura del gas è:

$$c_p - c_v = A \cdot R .$$

Rammentiamo infine che nei gas la trasformazione isodinama coincide con l'isoterma.

§ 2. — *Trasformazione adiabata*. In un'espansione adiabata il lavoro esterno si compie a spese della energia cinetica interna del gas; viceversa in una compressione adiabata il lavoro speso va ad aumentare l'energia cinetica interna del gas.

La $a\,b$ (fig. 57) rappresenti l'andamento sul piano $p\,v$ di una trasformazione adiabata; l'area $a\,b\,V_b\,V_a$ ci dà il lavoro

Fig. 57.

esterno compiuto o speso e, nel contempo, la variazione di energia interna. Dal punto a conduciamo una verticale $a\,c$ ad incontrare l'isodinama (isoterma) passante per b.

Il salto di temperatura che si ha nella trasformazione $a\,b$ è eguale a quello che si verifica nella $a\,c$ e conseguentemente:

Il lavoro esterno compiuto nell'espansione adiabata di un gas, equivale alla variazione di energia interna di una trasformazione a volume costante, con volume eguale all'iniziale della trasformazione adiabata, eseguita fra le stesse temperature.

Fig. 58.

Se OT_a ed OT_b (fig. 58) sono le temperature estreme della trasformazione $a\,b$ ed $M_v\,T_a = 1$ e $M_v\,N_v = c_v$ è $T_b B$ la quantità di calore corrispondente alla variazione di energia interna ed al lavoro esterno nella trasformazione adiabata $a\,b$.

Abbiamo quindi:

$$\text{area } a\, b\, V_b\, V_a = \frac{T_b B}{\text{A}} = \frac{c_v\,(T_a - T_b)}{\text{A}}$$

o anche, rammentando la relazione fondamentale dei gas:

$$\text{area } a\, b\, V_b\, V_a = \frac{c_v}{\text{A}.R} \left\{ p_a\, v_a - p_b\, v_b \right\}.$$

Se il rapporto fra le due lunghezze c_p e c_v si indica con x si ha anche, rammentando il valore di A.R.

$$\text{area } a\, b\, V_b\, V_a = \frac{(T_a - T_b)\, R}{x - 1}.$$

Dunque il lavoro compiuto da un gas, che si espande adiabaticamente, è proporzionale al suo raffreddamento. Viceversa il riscaldamento di un gas che si comprime adiabaticamente è proporzionale al lavoro di compressione.

Il valore dell'area $a\ b\ V_b\ V_a$ indica chiaramente che le coordinate della linea $a\,b$ sono legate dalla relazione

$$p.v^x = \text{costante}\,.$$

Sia ancora $a\,b$ (fig. 59) la linea che rappresenta l'andamento di una trasformazione adiabata e sia $V_a B$ la linea integratrice l'area $a b\, V_b\, V_a$ costruita con base $\frac{c_v}{A}$. Le sue ordinate rappresentano evidentemente la variazione della temperatura del gas durante la trasformazione:

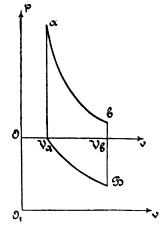



Fig. 59.

$$B\, V_b = T_a - T_b\,.$$

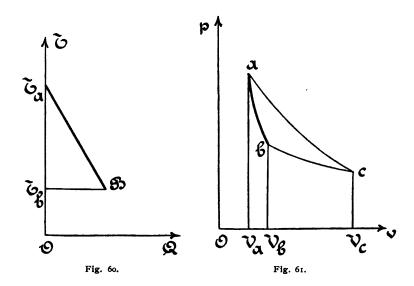
Se quindi si traccia la $O_1 v$ parallela alla $O\, v$ ad una distanza:

$$OO_1 = T_a\,,$$

le ordinate di $V_a B$ rispetto l' asse $O_1 v$ danno la temperatura del gas nei vari punti della trasformazione $a\,b$.

§ 3. — *Linea politropa.* Si consideri una trasformazione caratterizzata dalla condizione che l'incremento di temperatura sia proporzionale al calore somministrato e cioè la linea $T = \varphi(Q)$ sia una retta $T_a\,B$ (fig. 60) e quindi indicando con c la tangente dell'angolo $O\,T_a\,B$:

$$T_b\,B = c\,(T_a - T_b)\,.$$

Fig. 60. Fig. 61.

Tale trasformazione sia rappresentata nel piano $p\,v$ dalla linea $a\,b$ (fig. 61); dal punto a tiriamo l'adiabata $a\,c$ e dal punto b l'isoterma $b\,c$.

L'area $a\,b\,V_b\,V_c\,c$ rappresenta notoriamente il lavoro corrispondente al calore totale somministrato nella trasformazione ab ed avremo quindi:

$$\text{area}\ a\,b\,V_b\,V_b\,c = \frac{c\,(T_a - T_b)}{A}\,.$$

Ora:

$$\text{area}\ a\,b\,V_b\,V_a = \text{area}\ a\,c\,V_c\,V_a - \text{area}\ V_b\,V_c\,c\,a\,b$$

ossia:

$$\text{area } a\, b\, V_b\, V_a = \frac{c_v\,(T_a - T_b)}{A} - \frac{c\,(T_a - T_b)}{A}$$

e infine:

$$\text{area } a\, b\, V_a\, V_b = (T_a - T_b)\, \frac{R}{\dfrac{c - c_p}{c - c_v} - 1}\,.$$

Se (fig. 62)

$$BC = c \quad ; \quad BD = c_p$$

è

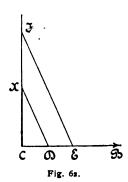
$$DC = c - c_p.$$

Se:

$BE = c_v$ è $EC = c - c_v$.

Se:

$$CF = 1$$

Fig. 62.

e si unisce E con F e da D si tira la parallela, è:

$$CX = n = \frac{c - c_p}{c - c_v}\,.$$

E quindi:

$$\text{area } a\, b\, V_b\, V_a = (T_a - T_b)\, \frac{R}{n - 1} = (T_a - T_b)\, \frac{R}{FX}\,.$$

Il lavoro esterno compiuto nella trasformazione considerata è dunque sempre espresso in modo analogo al lavoro compiuto con un'adiabata; l'equazione della linea $a\, b$ detta *politropa* sarà quindi:

$$p\, v^{n} = \text{cost}\,.$$

È ovvio che:

$$n = \frac{\text{area } P_a\, a\, b\, P_b}{\text{area } a\, b\, V_b\, V_a}$$

e che l'adiabata è un caso particolare di una trasformazione politropa per la quale $c = o$.

Il valore dell'esponente x per i gas già menzionati è raccolto nelle seguenti tabelle:

Idrogeno	1.41
Ossigeno	»
Azoto	»
Ossido di carbonio	»
Aria	»
Anidride carbonica	1.293
Acetilene	1.281
Metano	1.27

Per le miscele di aria a gas luce della composizione già esposta si hanno i seguenti valori:

Rapporto fra il volume di aria e quello di gas	Prima dell'esplosione	Dopo l'esplosione
6	1.393	1.37
8	1.397	1.38
10	1.399	1.385
12	1.402	1.387

§ 4. — *Tracciamento della linea politropa.* Supponiamo noto il metodo del Brauer indicato dalla fig. 63 nella quale *1* è il punto iniziale della politropa; il valore degli angoli α e β varia con n e precisamente per:

$n =$	1.10	1.15	1.20	1.25	1.30	1.35	1.41
angolo α	11°; 20	11°; 20	11°; 20	14°; 05	14°; 05	14°; 05	18°; 25
» β	12°; 35	13°; 10	13°; 50	17°; 55	18°; 40	19°; 25	26°; 30.

Evidentemente non è facile segnare esattamente gli angoli α e β dai quali dipende il vero andamento della linea politropa.

E per tracciarla si può seguire questo nostro metodo che vale qualunque sia il calore di n.

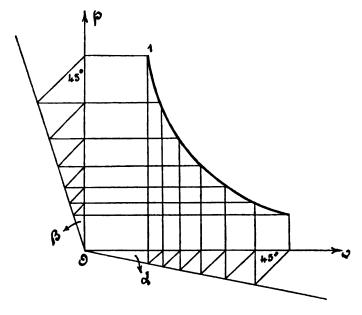



Fig. 63.

Sia (fig. 64) *a* il punto iniziale della politropa; sugli assi Ov ed Op si descrivano rispettivamente le due curve $\alpha\alpha$ e $\beta\beta$ tali che per la $\alpha\alpha$ le ordinate siano i logaritmi, in qualsiasi base, delle ascisse; per la $\beta\beta$ le ascisse i logaritmi delle corrispondenti ordinate. Se i valori di p e di v sono rappresentati in una stessa scala evidentemente le due curve sono identiche e simmetriche rispetto la bisettrice dell'angolo $p\,O\,v$.

Evidentemente è:

$$OV_1 = 1 \quad ; \quad OP_1 = 1 \,.$$

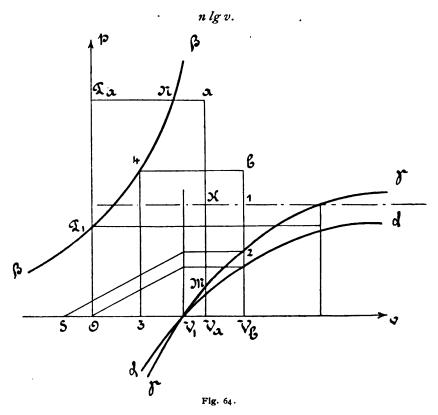
Si prenda

$$V_1 S = n$$

e dal punto S si conducano le varie parallele ai vettori delle ordinate della linea $\alpha\alpha$ proiettate sulla verticale passante per V_1 e si tirino dai punti di incontro le orizzontali ad incontrare le

corrispondenti ordinate. Si otterranno i punti di una curva $\gamma\gamma$ le cui ordinate avranno il valore:

$$n \lg v.$$

Fig. 64.

Dal punto a si conducano le due ordinate $a P_a$, $a V_a$, si porti:

$$MK = NP_a$$

e da K si tiri la parallela alla $O v$.

L'ascissa del suo punto di incontro con la $\gamma\gamma$ è quella del punto della politropa che ha per ordinata OP_1.

Volendo l'ordinata del punto che ha per ascissa $O V_b$, si tira V_b 1, si porta:

$$O3 = 1\text{-}2$$

si tirano le 3-4 e 4 b e si ha il punto cercato.

Evidentemente è:

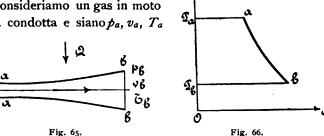
$$n \lg O V_b + \lg OP_b = n \lg O V_a + \lg OP_a$$

e quindi

$$p_b v_b^n = p_a v_a^n .$$

È ovvio che inversamente si può determinare l'ascissa del punto che ha per ordinata $O P_b$.

§ 5. — *Moto ed efflusso dei gas*. Consideriamo un gas in moto in una condotta e siano p_a, v_a, T_a

Fig. 65. Fig. 66.

le lunghezze che rappresentano le sue condizioni nella sezione aa (fig. 65) attraversata dal gas con una velocità c_a e p_b, v_b, T_b le lunghezze che rappresentano le condizioni del gas nella sezione bb e c_b la sua velocità. Se il tratto di condotto considerato ha per semplicità l'asse orizzontale e, supponendo nulle le resistenze, la linea ab (fig. 66) dà la variazione di p con v fra le due sezioni aa e bb, per quanto si è esposto a proposito dei vapori è:

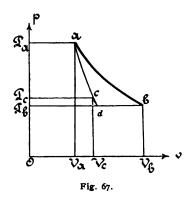
$$\frac{c_b^2}{2g} - \frac{c_a^2}{2g} = \text{area } P_a \, a \, b \, P_b .$$

Se invece il condotto ab serve a scaricare il gas da una capacità nel quale esso ha la pressione $O P_a$ in una nella quale la pressione è OP_b e l'espansione del gas avviene adiabaticamente, se c_b è la velocità con la quale il gas attraversa la sezione bb è:

$$\frac{c_b^2}{2g} = \text{area } P_a \, a \, b \, P_b$$

se nella sezione bb si forma la pressione $O P_b$.

Le resistenze d'attrito fanno diminuire il valore di c_b: se (fig. 67) $a\,b$ è la vera linea di espansione, $a\,c$ un'adiabata e $c\,b$

Fig. 67.

una isoterma è come si è già veduto a proposito dei vapori:

$$L_r = \text{area } a\,c\,V_c\,V_b\,b$$

e quindi

$$\frac{c_b^2}{2g} = \text{area } P_a\,a\,b\,P_b - \text{area } a\,c\,V_c\,V_b\,b$$

o anche, in questo caso poichè:

$$\text{area } c\,b\,V_b\,V_c = \text{area } P_c\,P_b\,d\,c$$

si ha:

$$\frac{c_b^2}{2g} = \text{area } P_a\,a\,c\,P_c \cdot$$

Se si suppone

$$L_r = \varphi\,\frac{c_b^2}{2g}$$

la trasformazione $a\,b$ si compie evidentemente con una somministrazione di calore proporzionale all'abbassamento di tempe-

ratura del gas e quindi essa è una politropa il cui esponente n si ottiene facilmente dal rapporto fra le due aree $P_a\,a\,b\,P_b$ e $a\,b\,V_b\,V_a$. Si ha cioè:

$$n = \frac{\text{area}\, P\,a\,b\,P_b}{\text{area}\, a\,b\,V_b\,V_a}$$

ora:

$$\text{area}\, P_a\,a\,b\,P_b = \text{area}\, P_a\,a\,c\,P_c + \text{area}\, a\,b\,V_b\,V_c\,c$$

e

$$\text{area}\, a\,b\,V_b\,V_a = \text{area}\, a\,c\,V_c\,V_a + \text{area}\, a\,b\,V_b\,V_c\,c$$

e quindi:

$$n = \frac{\text{area}\, P_a\,a\,c\,P_c + \varphi\dfrac{c_b^2}{2g}}{\text{area}\, a\,c\,V_c\,V_a + \varphi\dfrac{c_b^2}{2g}}$$

e dividendo numeratore e denominatore per l'area $a\,c\,V_c\,V_a$ e rammentando che:

$$\frac{\text{area}\, P_a\,a\,c\,P_c}{\text{area}\, a\,c\,V_c\,V_a} = \frac{\dfrac{c_b^2}{2g}}{\text{area}\, a\,c\,V_c\,V_a} = x$$

si ha:

$$n = \frac{x(1+\varphi)}{1+x\varphi}.$$

Dei valori di φ o di n relativi all'aria diremo più innanzi.

Osserviamo per ora che tutte le ricerche e le conclusioni dedotte a proposito dell'efflusso dei vapori saturi valgono ancora per i gas: solo per questi varia il valore della pressione che si forma nella sezione minima e per l'aria, supposte nulle le resistenze, è:

$$k = 0.527.$$

CAPITOLO V

L'urto dei fluidi elastici in genere e del vapore d'acqua in ispecie.

Nello studio dell'urto di un fluido elastico, due casi interessano specialmente le turbine a fluido elastico e precisamente:

I. L'urto fra due fluidi elastici che si muovono nella stessa direzione;

II. L'urto di un fluido elastico contro pareti sia in riposo che in movimento.

In un condotto AB ad asse orizzontale ed a sezione costante (fig. 68) avvenga fra le due sezioni A e B un urto fra una certa massa di fluido che si muove con velocità c_a e le cui condizioni sono:

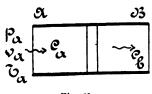



Fig. 68.

$$p_a, v_a, T_a$$

ed una massa di fluido le cui condizioni sono:

$$p_b, v_b, T_b,$$

e la velocità è

$$c_b < c_a$$

L'urto sarà regolato dalle leggi relative all'urto dei corpi elastici e compressibili. Se consideriamo il fluido urtato diviso

in tanti tronchi di eguale lunghezza, evidentemente il primo tronco viene compresso, alla compressione segue un'espansione che comprime il tronco successivo e così via: si ha cioè assieme alla traslazione della massa di gas la propagazione di un moto ondulatorio nel senso del movimento; mentre per il gas urtante ha luogo evidentemente lo stesso fenomeno ma il moto ondulatorio si propaga inversamente alla direzione del movimento.

La compressione del primo tronco del fluido urtato avverrebbe adiabaticamente, senza perdite, se dopo l'espansione successiva all'urto fosse:

$$T_b = T_a$$

Se invece:

$$T_a > T_b$$

rigorosamente la compressione non è più adiabata ma avviene con sommistrazione di calore; senonchè questa è praticamente così piccola e per la durata del periodo d'urto e per la poca conducibilità dei gas che puossi considerare adiabata.

La massa di fluido urtante subisce un vero colpo di ariete positivo, una perturbazione del suo movimento che può studiarsi con le equazioni generali relative al moto perturbato dei fluidi elastici: il fluido urtato subisce un colpo d'ariete negativo. Sia c la velocità del fluido nella sezione d'urto: il fluido urtante subisce una diminuzione di energia cinetica (per ogni chilogrammo):

$$\frac{c_a^2}{2g} - \frac{c^2}{2g}.$$

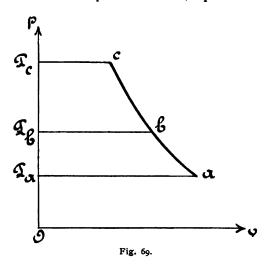
Se (fig. 69):

$$O P_a = p_a \quad ; \quad OP_b = p_b$$

ed $O P_c$ è la pressione nella sezione urtata. Se $a b c$ è la linea di compressione è:

$$\frac{c_a^2}{2g} - \frac{c^2}{2g} = \text{area } P_c \, c \, a \, P_a \cdot$$

Il fluido urtato e compresso nell'urto, espandendosi nella fase

Fig. 69.

successiva acquisterà una velocità c (supponendo sempre nulle le perdite, e sarà:

$$\frac{c^2}{2g} - \frac{c_b^2}{2g} = \text{area}\, P_b\, b\, c\, P_c\,.$$

Sia AB (fig. 70) la sezione di un piano contro il quale arrivi con velocità c e in una direzione determinata dall'angolo δ un getto di vapore o di gas che abbia la pressione del mezzo nel quale si muove. Questo a sua volta abbia il peso specifico del fluido effluente. Si supponga inoltre che la temperatura della superficie AB sia eguale a quella del fluido urtante in modo che nell'urto non si abbiano scambi di calore.

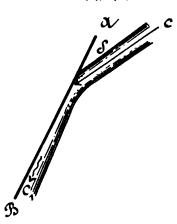



Fig. 70.

Per effetto dell'urto e della zona illimitata della superficie urtata, la vena fluida urtante si deformerà allargandosi e com-

primendosi contro la superficie stessa: alla compressione seguirà una espansione ed il fluido riacquisterà lungo la direzione AB una velocità c_1. La perdita dovuta all'urto, supponendo nulle le resistenze dovute all'attrito contro la superficie, sarà data da:

$$\frac{c^2}{2g} - \frac{c_1^2}{2g}$$

e sarà dovuta specialmente ad urti ed attriti interni del fluido i quali faranno sì che l'espansione successiva alla compressione non avvenga più, come questa, adiabaticamente.

Se anzichè essere illimitata la superficie AB è terminata da due piani ad essa normali in modo che la loro distanza corrisponda alla larghezza della vena fluida urtante (fig. 71), nell' urto lo spessore di questa diminuirà ma non come nel caso precedente, e se s ed s_1 rappresentano rispettivamente lo spessore della vena prima dell'urto e dopo l'espansione successiva all'urto è evidentemente:

Fig. 71.

$$\frac{s_1}{s} = \frac{c}{c_1}.$$

Se il fluido urtante è del vapore d'acqua saturo umido, a seconda del suo titolo, ossia della posizione del punto che ne rappresenta la condizione rispetto la curva limite superiore, si avrà nell'urto una evaporazione od una condensazione. Se il vapore è saturo asciutto un surriscaldamento del vapore stesso.

Se il canale che ha per sezione la AB fig. 72 si muove di moto di traslazione con una velocità v_1, la velocità relativa del vapore rispetto ad esso è w_1 e per questa si possono ripetere le precedenti considerazioni. Poichè

$$w_1 < c$$

è ovvio che le perdite per urto riferite al valore:

$$\frac{c^2}{2g}$$

sono in questo caso minori.

Se w_1' è la velocità del fluido dopo l'espansione che segue

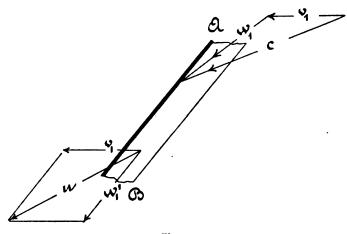



Fig. 72.

l'urto e, trascurando le resistenze, si suppone che con tale velocità relativa esso abbandoni il canale AB, se u è la risultante di v_1 e di w_1' la perdita di energia dovuta all'urto è data, per ogni chilogrammo di vapore, dà:

$$\frac{c^2}{2g} - \frac{u^2}{2g}.$$

Mancano esperienze concrete che diano il valore della velocità riacquistata dal fluido elastico dopo l'espansione che segue l'urto: è però evidente che le perdite di energia cinetica aumentano al crescere dell'angolo di incidenza del getto; se il fluido urtante è del vapore le perdite sono tanto maggiori quanto più basso è il titolo del vapore stesso.

Se la parete AB del canale urtato ha una temperatura di-

versa da quella del fluido urtante, avvengono altri fenomeni per i quali la compressione e l'espansione del fluido avvengono secondo linee che si allontanano sensibilmente dalla linea adiabata. Per il caso del vapore d'acqua il fenomeno che si verifica è molto analogo a quello che avviene nel cilindro di una macchina a vapore nelle fasi di ammissione ed espansione: condensazione nella compressione dovuta all'urto, evaporazione nella fase seguente di espansione.

Suppongasi ora che la bocca dalla quale il fluido elastico esce con velocità **c** sia vicinissima alla parete AB (fig. 73).

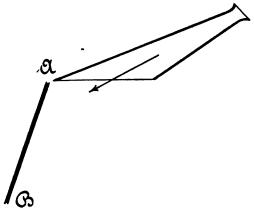



Fig. 73.

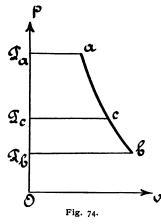
Per effetto dell'urto si produce davanti alla bocca stessa una pressione il cui effetto dipende dalla forma del condotto che precede la sezione di uscita. Se p_a è la pressione iniziale del fluido ed il condotto di efflusso è a profilo convergente è evidente che la presenza della parete AB non provoca una variazione nel peso effluente se la pressione dovuta all'urto è minore di:

$$k p_a.$$

Il coefficiente k ha il significato datogli a pag. 34.

Se invece il fluido ha nella sezione di efflusso, supposta la

minima, la pressione dell'ambiente, la presenza della parete $A\,B$ fa diminuire la velocità $\mathbf{c}$ del fluido. Se (fig. 74)

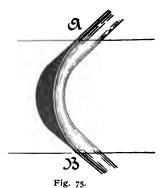
Fig. 74.

$$\frac{\mathbf{c}^2}{2\,g} = \text{area } P_a\,a\,b\,P_b$$

e OP_c è la pressione che si forma davanti alla bocca di efflusso e $\mathbf{c}_1$ il nuovo valore della velocità sarebbe

$$\frac{\mathbf{c}_1^{\,2}}{2\,g} = \text{area } P_a\,a\,c\,P_c.$$

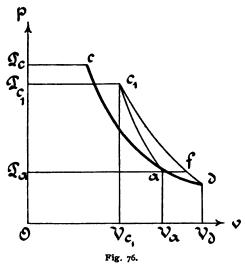
Se invece la sezione di efflusso (fig. 73) non è la minima, ma il tubo è divergente e contro la bocca di efflusso si forma la pressione $O\,P_c$, non si ha alcuna perdita all'uscita se nel contempo il tubo di efflusso si deforma fra la sezione minima e la massima in modo che la sezione massima di efflusso corrisponda appunto al valore OP_c della pressione. Non potendo praticamente realizzare questa condizione si verificano entro il tubo di efflusso delle perdite sulla cui entità nulla può dirsi.

Fig. 75.

Consideriamo ora il caso in cui un condotto limitato da pareti piane ed avente l'andamento indicato nella fig. 75 viene percorso da un fluido elastico, che vi arriva con una velocità w_1 senza che si verifichi urto all'ingresso.

Per la curvatura del condotto il fluido deve variare continuamente la sua direzione e quindi, per effetto della forza centrifuga che ne nasce esso viene compresso contro la parete del condotto. La massima compressione e quindi la massima diminuzione di spessore del getto fluido si verificano evidentemente

là dove la direzione del getto cambia segno. La pressione internamente al getto varierà lungo i raggi di curvatura diminuendo dalla parete verso il centro di curvatura con legge variabile per i vari raggi.

Dunque il fluido per effetto della curvatura della parete AB si comprime, diminuendo di velocità, per poi riespandersi, e riacquisterebbe la velocità primitiva, se non si verificassero perdite ossia se la compressione e la successiva espansione avvenissero secondo una stessa curva.

Fig. 76.

Nel fatto la compressione, la trasformazione della velocità in pressione importa delle perdite per urti, che a quanto pare, non sono dell'entità di quelli che si hanno se il fluido è dell'acqua, ma un po' minori perchè l'urto genera calore che è perduto per l'acqua nella trasformazione successiva della pressione in velocità.

Sia a (fig. 76) il punto che rappresenta, nel diagramma $p\,v$ le condizioni del fluido che arriva sul condotto AB. Se la compressione del fluido da a in c avviene adiabaticamente secondo la linea $a\,c$, e la velocità minima del getto è w_1', sarebbe:

$$\frac{w_1^2}{2g} - \frac{w_1'^2}{2g} = \text{area } P_c\, c\, a\, P_a.$$

Se per effetto degli urti e del calore generato la linea di compressione è la $a\,c_1$ e se da c_1 e da a si conducono rispettivamente l'adiabata $c_1\,d$ e la isodinama $a\,d$, indicando con w_1'' la nuova velocità minima si ha:

$$\frac{w_1^2}{2g} - \frac{w_1''^2}{2g} = \text{area } P_{c_1}\,c_1\,a\,P_a - \text{area } c_1\,d\,V_d\,V_a\,a\ .$$

Nella successiva espansione adiabata il fluido acquista la velocità che indicheremo con w_2 ed è

$$\frac{w_2^2}{2g} - \frac{w_1''^2}{2g} = \text{area } P_{c_1}\,c_1\,f\,P_a\ .$$

Si perde quindi come energia cinetica il valore dato dall'area $a\,f\,d\ V_d\ V_a$.

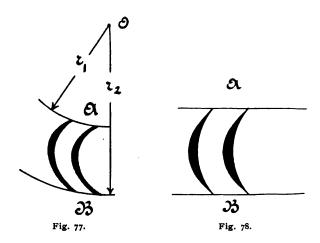
Notiamo subito che tale perdita è tanto più piccola quanto minore è il valore di $O\,P_a$.

CAPITOLO VI

Lavoro sviluppato da un fluido elastico che si muove in un canale.

§ 1. — *Canale in riposo.* Ci proponiamo di determinare graficamente quale sia il lavoro sviluppato da un canale AB nel quale si muove un fluido elastico nei due casi che interessano il nostro studio e cioè:

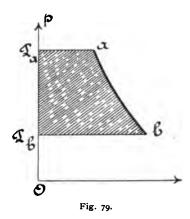
I - Quando il canale AB è obbligato a ruotare con velocità

Fig. 77. Fig. 78.

costante attorno ad un asse normale al piano del disegno e di traccia O (fig. 77).

II - Quando esso si muove nel piano del disegno di moto uniforme ed in una direzione e senso costanti (fig. 78).

Se **c** è la velocità assoluta del fluido che arriva nella sezione A supposto il condotto $A B$ in riposo:

$$p_a = O P_a \text{ (fig. 79)}$$

Fig. 79.

la sua pressione assoluta; u la velocità assoluta nella sezione B,

$$p_b = O P_b$$

la sua pressione, ed è

$$O P_b < O P_a$$

ed $a b$ è la linea adiabata secondo la quale avviene l'espansione del fluido nel condotto stesso (supponendo nulle le resistenze) è, per ogni chilogrammo di fluido:

$$\frac{u^2}{2g} - \frac{\mathbf{c}^2}{2g} = \text{area } P_a\, a\, b\, P_b\,;$$

$P_a\, a$ è il volume specifico iniziale del fluido.

Se (fig. 80)

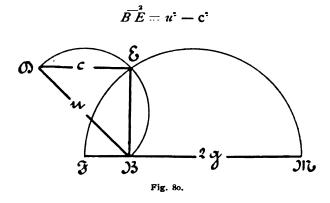
$$B D = u$$

e si descrive su tale lunghezza una semicirconferenza, prendendo:

$$D E = \mathbf{c}$$

si ha:

$$\overline{BE}^2 = u^2 - c^2$$

Fig. 80.

e se si prende perpendicolarmente a BE:

$$BM = 2g$$

e per i punti M **ed** E **si fa passare una circonferenza con centro su** MB **è:**

$$BF = \frac{u^2 - c^2}{2g}.$$

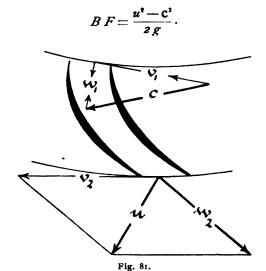



Fig. 81.

La lunghezza BF **è dunque l'ordinata massima della linea integratrice, costruita con base unitaria, dell'area** $P_a\ a\ b\ P_b$ (fig. 81).

§ 2. — *Canale in rotazione.* Se il condotto $A B$ fig. 81 gira attorno l'asse O con velocità angolare ω, la velocità di ingresso in A è w_1 terzo lato del triangolo costruito con c e v_1 se:

$$v_1 = \omega r_1$$

ed r_1 è la distanza del centro della sezione A dall'asse.

Se w_2 è la velocità relativa di uscita e:

$$v_2 = \omega r_2 ,$$

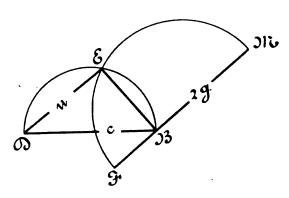



Fig. 82.

la risultante di v_2 e di w_2 ci dà il valore della velocità assoluta del fluido che abbandona il condotto $A B$. Sia ancora $a b$ la linea adiabata di espansione del fluido elastico nel condotto $A B$ e si indichi con L il lavoro ad esso consegnato dal fluido stesso.

Sarà evidentemente:

$$L = \frac{\mathrm{c}^2}{2g} + \text{area } P_a\, a\, b\, P_b - \frac{u^2}{2g} .$$

Se (fig. 82)

$$B D = \mathrm{c}$$
$$D E = u$$

è:

$$B E = \frac{\mathrm{c}^2}{2g} - \frac{u^2}{2g} .$$

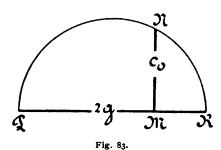
L'area $P_a\, a\, b\, P_b$ si può esprimere anche:

$$\text{area } P_a\, a\, b\, P_b = \frac{c_0^2}{2g}$$

e se (fig. 83)

$$MN = c_0$$
$$PM = 2g,$$

Fig. 83.

è:

$$MR = \frac{c_0^2}{2g}$$

ed MR è anche l'ordinata massima, della linea integratrice costruita con base unitaria dell'area $P_a\, a\, b\, P_b$ (fig. 79).

Si ha quindi:

$$L = MR + BE.$$

Sia ora (fig. 84)

$$MN = c_0$$

si tiri in M la perpendicolare alla retta MN e si porti:

$$NC = v_1$$
$$CD = w_1.$$

Se si prende:

$$ME = v_2$$

Fig. 84.

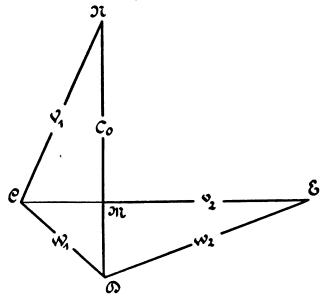
è:

$$DE = w_2.$$

Si ha infatti:

$$\overline{DE}^2 = v_2^2 + \overline{MD}^2$$

e poichè:

$$\overline{MD}^2 = w_1^2 - \overline{CM}^2$$
$$= w_1^2 - v_1^2 + c_o^2$$

si ha:

$$\overline{DE}^2 = v_2^2 - v_1^2 + w_1^2 + c_o^2.$$

E questa è appunto la relazione generale relativa al movimento dei fluidi in condotti girevoli attorno ad un asse.

Se anzichè attorno l'asse O il condotto $A\,B$ gira attorno ad un asse posto in un piano parallelo a quello della figura si ha:

$$v_1 = v_2$$

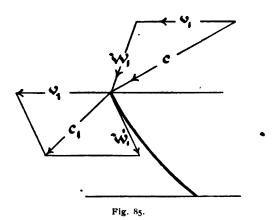
ed allora dati w_1 e c_o si ha w_2 dall'ipotenusa di un triangolo rettangolo i cui cateti sono w_1 e c_o.

Volendo tenere conto anche delle resistenze d'attrito e delle perdite che si verificano lungo il condotto stesso si può al valore di c_o sostituire quello:

$$\frac{c_o}{\sqrt{1+\varphi}}$$

φ è il coefficiente già mentovato a pag. 32.

Quanto alle perdite per curvatura, trattandosi di un condotto entro il quale avviene espansione del fluido, esse sono ri-

Fig. 85.

dotte ad un valore piccolissimo: molto probabilmente la pressione e la velocità del fluido si mantengono pressochè costanti nel primo tratto di condotto, e l'espansione avviene solamente nel tratto nel quale la direzione della velocità relativa cambia segno.

Il metodo generale ora esposto pel quale dati i valori v_1, v_2, w_1 e c_o si determina w_2 si può applicare alla risoluzione della

serie di problemi che si presentano quando dati quattro qualsiasi degli elementi v_1, v_2, w_1, w_2, c_0 si vuole determinare il quinto.

§ 3. — *Ingresso con urto.* Consideriamo ora il caso in cui l'ingresso del fluido elastico nel condotto $A\ B$ avvenga con urto. Sia allora w_1^1 (fig. 85) la velocità relativa del fluido dopo l'urto e:

$$p_a^1 > p_a$$

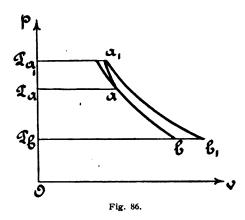



Fig. 86.

il valore della pressione che aumenta per effetto dell'urto stesso (fig. 86).

La risultante c_1 di v_1 e di w_1^1, darà il valore della velocità assoluta del fluido dopo l'urto. La velocità corrispondente alla diminuzione di energia cinetica che ha luogo nell'urto sarà data dal cateto c_2 di un triangolo rettangolo di cui l'ipotenusa è c e l'altro cateto c_1.

Se si ammette che nell'urto la compressione avvenga secondo la linea $a\ a_1$ (fig. 86) è chiaro che trascurando, come precedentemente, l'altezza corrispondente alla distanza fra le due bocche A e B e le resistenze entro il condotto, il lavoro consegnato dal peso unitario di fluido al condotto nel quale l'espansione avviene adiabaticamente secondo la linea $a_1\ b_1$, è dato da:

$$L = \text{area } P_{a_1}\ a_1\ b_1\ P_b + \frac{c^2 - u^2}{2g} - \frac{c_2^2}{2g}$$

o anche da:

$$L = \text{area } P_{a_1} a_1 b_1 P_b + \frac{c_1^2 - u^2}{2g}.$$

Se:

$$\text{area } P_{a_1} a_1 b_1 P_b = \frac{c_o^2}{2g}$$

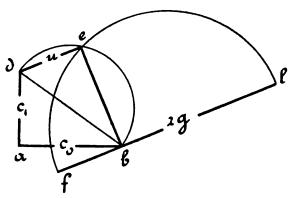



Fig. 87.

si ha:

$$L = \frac{c_o^2 + c_1^2 - u^2}{2g}.$$

Se (fig. 87):

$$a b = c_o$$

indi perpendicolarmente ad $a b$ si porta:

$$a d = c_1$$

e, descrivendo su $b d$ una semicirconferenza, si porta $d e = u$, è:

$$L = \frac{\overline{e b}^2}{2g}$$

ed infine tirando:

$$b\,l = 2g$$

perpendicolare ad $e\,b$, e conducendo con centro su $l\,b$ una semicirconferenza si ha:

$$b\,f = L.$$

Il lavoro perduto per l'urto è dato da:

$$\frac{c^2 - c_1^2}{2g} - \text{area } P_{a_1}\, a_1\, b_1\, b\, a\, P_a \cdot$$

Se il condotto $A\,B$ (fig. 88) ha un andamento tale che la velocità relativa w_1 abbia una componente lungo la direzione di v, di senso contrario a quello a v_1, se l'urto avviene sulla superficie convessa della parete $A\,B$ e $w_1{}^1$ è il valore della velocità relativa dopo l'urto si ha:

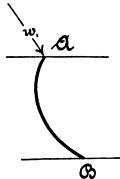



Fig. 88.

$$c_1 > c.$$

E quindi il lavoro consegnato al condotto in questo caso è dato, trascurando le perdite, da:

$$L = \text{area } P_a\, a\, b\, P_b + \frac{c^2 - u^2}{2g} - \left\{ \frac{c_1^2}{2g} - \frac{c^2}{2g} \right\}$$

e se c_2 è il cateto del triangolo rettangolo che ha per ipotenusa c_1 e per altro cateto c, si ha

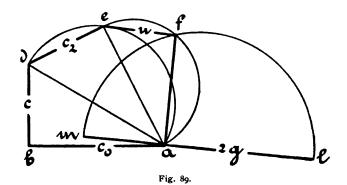
$$L = \text{area } P_a\, a\, b\, P_b + \frac{c^2 - u^2}{2g} - \frac{c_2^2}{2g}.$$

E se, come precedentemente, si pone

$$\text{area } P_a\, a\, b\, P_b = \frac{c_0^2}{2g}$$

e nella figura 89 è:

$$ab = c_0;$$
$$bd = c\,;$$
$$de = c_2;$$
$$ef = u$$

Fig. 89.

si ha:

$$L = \frac{\overline{af}^2}{2g} = am.$$

Il lavoro perduto per l'urto è dato da:

$$\frac{c_2^2}{2g}.$$

CAPITOLO VII

Le ricerche sperimentali sull'efflusso dei gas e dei vapori.

§ 1. — *Considerazioni generali.* Le esperienze sull'efflusso dei gas e dei vapori eseguite fino a pochi anni fa avevano specialmente lo scopo di controllare formule teoriche e determinare, in alcuni casi speciali, dei coefficienti pratici; ma mancando un'applicazione immediata di importanza paragonabile a quella delle turbine a fluido elastico esse hanno, appunto per questo caso, un interesse molto scarso. E quindi mentre per i gas in genere, e per l'aria in special modo, abbondano nello scorso secolo le ricerche sperimentali intese a studiarne l'efflusso attraverso luci in parete sottile, sono poche le ricerche aventi lo scopo di studiarne l'efflusso attraverso luci terminali di condotti e quelle poche non sempre complete, i risultati non sempre attendibili.

Altrettanto può dirsi per il vapore d'acqua: fino a qualche anno addietro le ricerche sperimentali sono poche e quelle poche non sempre rivestono il carattere di rigorosità necessario in simili ricerche.

Da qualche tempo si è avuto, per il vapore d'acqua, un risveglio portato dall'applicazione dei motori a turbina, ma però non proporzionato all'importanza del problema.

Chi si occupa oggi dell'argomento vuole arrivare ad un determinato fine che è, quasi sempre, un tipo più o meno nuovo di turbina a vapore e quindi, salvo rarissime e lodevolissime eccezioni, tiene per se il risultato delle esperienze fatte.

Se a tutto questo si aggiunge la grande difficoltà presen-

tata dall'esecuzione di esperienze esatte, per l'influenza di cause di errore grandissime e si pone mente al fatto che, nel caso dei vapori, esperienze eseguite con gli stessi apparecchi, nelle stesse condizioni, ma con vapore generato da acque diverse, contenenti quindi un quantitativo diverso di aria in soluzione, danno risultati non identici, si comprende che ben poco rimane di utile.

§ 2. — *Efflusso dei gas.* Per i gas e per l'aria in special modo, rammentiamo le molteplici esperienze del Weisbach eseguite nel 1856, quelle di Saint-Venant e Wantzel, sull'efflusso da tubi di diversa forma ma di piccole dimensioni, e con pressioni iniziali molto basse.

Nel 1871 il prof. Zeuner eseguiva delle esperienze per determinare il valore del coefficiente n nella curva politropa secondo la quale avviene l'espansione dell'aria nel suo efflusso: tali esperienze venivano in seguito (1874 e 1877) ripetute dal Fliegner (*).

Interessanti sono le ricerche di Hirn sull'efflusso dell'aria attraverso due tubi convergenti (**) con inclinazioni diverse (9° e 13°), un tubo conico cilindrico e due luci in parete sottile. I risultati di tali esperienze confermano, con un errore che per i tubi convergenti non arriva all'1 °/₀ in più, i dati della teoria. Per le luci in parete sottile e per piccole differenze di pressione il rapporto fra il peso effluito e quello teorico massimo è di 0.63 e cioè l'area della sezione contratta sarebbe 0.63 della sezione di efflusso.

Le esperienze più recenti ed attendibili sull'efflusso dell'aria attraverso bocche munite di tubo addizionale di raccordo sono del prof. Zeuner che le eseguì nel 1897 (***).

Esse avevano lo scopo di determinare il valore del coefficiente φ (pag. 32) e dell'esponente n della politropa. Il valore di φ trovato è pressochè eguale all'analogo dato da Weisbach per l'acqua:

$$\varphi = 0.06$$

(*) *Civil Ingenieur*, Vol. 23, pag. 443.
(**) *Annales de Chimie et de Phisique*, 1886.
(***) *Technische Thermodynamick*, Vol. I, pag. 264.

con

$$n = 1.378.$$

Altre ricerche del prof. Zeuner intese a determinare il valore del coefficiente di attrito da applicarsi nel moto dell'aria lungo una condotta e cioè il valore di ψ nella espressione:

$$\psi \frac{l}{d} \frac{c^2}{2g}$$

dove l è la lunghezza del tubo, d il diametro, c la velocità dell'aria hanno condotto al valore medio di:

$$\psi = 0.025$$

per pareti metalliche liscie e per valori di c da 60 a 200 metri.

§ 3. — *Efflusso dei vapori.* Sull'efflusso dei vapori i lavori, che si riferiscono ad esperienze eseguite, e che ci sono noti sono i seguenti:

I - Un lavoro del Tremery pubblicato nel 1841 (*) e che contiene i risultati di qualche esperienza relativamente all'efflusso attraverso luci in parete sottile. Lo scopo di tali esperienze era quello di determinare le dimensioni delle valvole di sicurezza e sono affette da troppe cause di errore perchè si possa tenerne conto.

II - Un lavoro del Kolster (**) sullo stesso argomento con risultati di esperienze sull'efflusso del vapore da una valvola di sicurezza di una locomotiva.

III - Una memoria dei sigg. Minary & Rësal (***) su una luce in

(*) Recherches sur l' écoulement de la vapeur — *Annales des Mines*, 1841.

(**) Ueber das Ausströmen von Dampf und Luft aus Gefässmündungen und ueber die Dimensionen der gebräuchlichen Sichereitsventile — *Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure*, 1867, pag. 433 e 711; 1868, pag. 97.

(***) Recherches expérimentales sur l'écoulement des vapeurs — *Annales des Mines*, 1861, 5ª Serie.

parete sottile di 4 millimetri di diametro ed un tubo conico convergente.

IV - Una memoria del Napier del 1886 (*).

V - Un lavoro di M. H. Parenty che riassume esperienze eseguite nel 1891 (**).

VI - Una memoria del Rosenhain su tubi divergenti (***).

VII - Un lavoro interessantissimo del prof. Rateau su esperienze proprie eseguite su vari tubi convergenti e luci in parete sottile (****).

VIII - Alcune ricerche del prof. Stodola (*****).

IX - Delle ricerche interessanti del prof. Lewicki (******) sull'efflusso del vapore surriscaldato.

Fra tutte le esperienze non recenti quelle del Napier sono certamente le più interessanti. Esse, tanto per i gas che per i vapori, hanno confermato l'ipotesi di Saint-Venant e Wantzel sulla formazione di una certa pressione nella bocca di efflusso, ipotesi che con la nostra costruzione grafica diviene perfettamente inutile.

Il Napier ha appunto distinto, nell'efflusso, il caso in cui la pressione esterna è maggiore della metà della pressione interna da quello in cui è essa minore. Le sue esperienze si riferiscono a quest'ultimo caso.

La pressione iniziale delle sue esperienze era di quattro atmosfere, il peso di vapore effluente, che veniva condensato, era misurato dall'aumento dell'acqua di condensazione.

La luce sperimentata aveva il diametro di mm. 14.3 con tubo di raccordo precedente e tubo cilindrico seguente. Que-

---

(*) On the velocity of steam and other gases — *Engineer*, 1866.

(**) *Annales de Chimie et de Phisique*, 1896.

(***) Experiments on Steam-jets — *Excerpt Minutes of Proceeding of The Institution of Civil Engineer*, 1900.

(****) Recherches expérimentales.sur l'écoulement de la vapeur d'eau — *Annales des Mines*, 1902.

(*****) *Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure*, 1903, N. 1 e 2.

(******) » » » » » 1904, pag. 444.

st'ultimo in una prima serie di esperienze era lungo 95.3 millimetri in una seconda serie 12.7.

Le esperienze del Napier sul primo tubo hanno portato alla conclusione che il peso in chilogrammi di vapore effluente ad ogni minuto secondo attraverso una luce di un metro quadrato

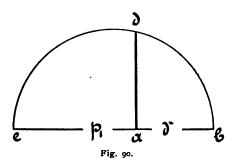



Fig. 90.

di area è dato da *201* volte la lunghezza ad (fig. 90) ottenuta prendendo:

ab eguale al peso specifico del vapore in Kg.^mi per m³ e relativo alla pressione:

$$ae = p_1$$

p_1 in atmosfere assolute, e descrivendo su eb una semicirconferenza.

Le esperienze eseguite col secondo tubo cilindrico, più corto, hanno dato per il coefficiente che moltiplica il segmento ad il valore *224*.

L'efflusso, per le diminuite resistenze aumenta.

Contemporaneamente al Napier lo Zeuner eseguiva nel 1870 (*) esperienze sull'efflusso dei vapori saturi con metodo che, come diremo, venne recentemente adottato dal prof. Rateau. Tali esperienze sopra un orificio circolare di mm. 10.6, di dia-

(*) *Technische Thermodynamick*, Vol. II, pag. 180.

metro con precedente tubo di raccordo hanno dato, per il coefficiente sopra accennato, il valore *225*.

Le esperienze del Rosenhain sarebbero interessanti per il paragone fatto in esse fra vari tipi e varie forme di ugelli se, come fa notare lo stesso autore, il metodo seguìto nelle ricerche non fosse affetto da varie e sensibili cause di errore.

Il valore della velocità venne dedotto dalla reazione esercitata dal vapore effluente e dal peso dello stesso che veniva condensato.

Ora è chiaro che un tale metodo di misura esige una costanza assoluta nella pressione iniziale del vapore, per un tempo abbastanza lungo, tale da permettere cioè di condensare un certo peso di vapore, e tale costanza in pratica si ottiene molto difficilmente.

Alcune delle esperienze del Rosenhain danno infatti risultati sensibilmente diversi da quelli previsti dalla teoria.

Le dimensioni dei tipi di ugelli esperimentati sono le seguenti (fig. 91-93):

Numero	Diametro minimo mm.	Diametro massimo mm.	Lunghezza mm.	Osservazioni
1	4.75	—	—	tubo cilindrico
2	4.67	7.29	53	unione di 3 e 4
3	4.74	—	12.5	divergente
4	4.69	7.29	41	—
5	4.78	9.35	55	—
6	4.78	6.48	20	—
7	4.78	6.12	16	—
8	4.65	6.48	55	—
9	4.65	6.14	45	—
10	4.65	5.84	36	—
11	4.65	5.51	26	—
12	4.65	5.26	16	—

Osserviamo intanto che, col suo metodo di ricerca, il Rosenhain non poteva misurare la velocità nella bocca massima di efflusso giacchè, dati i rapporti fra le due aree massima e minima degli ugelli sperimentati, in tale bocca si aveva la velocità massima e la pressione dello scarico solo con una data pressione iniziale.

Fig. 91.

Nel seguente specchietto raccogliamo il valore calcolato del rapporto fra le due aree massima e minima degli ultimi sette ugelli

Fig. 92.

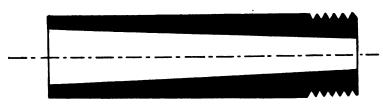



Fig. 93.

ed il valore teorico che esso dovebbe avere invece volendo avere, nella sezione massima, la pressione atmosferica e inizialmente le pressioni indicate.

Ugello N.°	5	6	7	8	9	10	11	12
Rapporto fra le due aree	3.8	1.84	1.64	1.96	1.74	1.58	1.42	1.30
Pressione iniziale atmosfere	1	8	6	4	2			
Rapporto fra le aree	2.436	2.069	1.71	1.349	1.015.			

Dai grafici annessi alla memoria del Rosenhain il valore medio del coefficiente per cui va moltiplicato il segmento *a d* (fig. 90), per avere il peso di vapore effluente per metro quadrato e per ogni secondo, risulta di *218*.

Per l'ugello n.° 4 a spigolo vivo, si ha naturalmente una contrazione nella vena fluida: il coefficiente di contrazione medio da noi calcolato in base ai risultati sperimentali è:

$$0.925.$$

Per gli ugelli n.° 6 e n.° 7 abbiamo anche calcolato i valori delle velocità teoriche corrispondenti a varie pressioni iniziali:

Pressione iniziale Kg. p. cm²	N. 6 Velocità m.		N. 7 Velocità m.	
	trovata	calcolata	trovata	calcolata
8	805	835	745	835
10	855	870	800	870
12	895	908	835	908
14	915	930	860	930

La sensibile differenza che si riscontra per l'ugello n.° 7 fra i valori teorici e quelli sperimentali è spiegata dal fatto che nell'area di efflusso si ha sempre, per tale ugello, una pressione maggiore dell'atmosferica e si verifica quindi un allargamento del getto di vapore all'uscita da esso.

Le velocità di efflusso relative all'ugello n.° 8 (fig. 94) risultano invece, dai grafici, minori di quelle relative agli ugelli n.° 9, 10, 11 e 12 per pressioni iniziali minori di 7 chilogrammi per centimetro quadrato, perchè il rapporto fra le due aree estreme è troppo forte e si hanno delle perdite per urto entro l'ugello.

Le esperienze del prof. Stodola hanno avuto principalmente di mira lo studio del movimento del vapore attraverso un ugello

divergente con un diametro variabile secondo le ordinate di una retta la cui equazione può scriversi:

$$d = 12.2 + \frac{l}{6.485} \text{ mm.}$$

l lunghezza del tubo fra 60 e 160 mm.

La sezione minima, a 4 millimetri all'origine O, aveva un

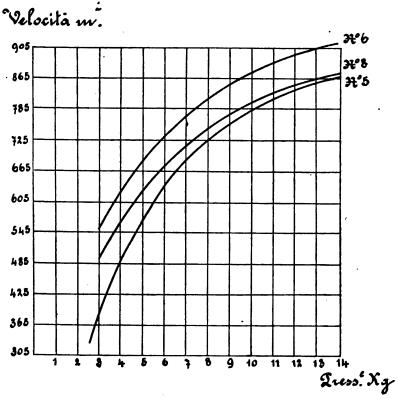



Fig. 94.

diametro di mm. 12.5, la sezione massima a 160 mm. da O, un diametro di mm. 36.9.

Esperimentando con vapore alla pressione iniziale di chilogrammi 10.48 per cm.^{2} e alla temperatura di 198^0 centigradi

(leggero surriscaldamento) il prof. Stodola ha trovato un accordo assai sufficiente fra i valori delle pressioni misurate nelle successive sezioni e le pressioni teoriche, quando si supponga una perdita di energia nel tubo prossima al 15 °/₀.

Tale cifra, come dimostrano i risultati sperimentali relativi alle turbine De Laval e le esperienze stesse del Rosenhain, è certamente superiore al vero: la pressione era misurata nelle varie sezioni muovendo lungo l'asse del tubo un tubetto del diametro esterno di 5 mm. munito di fori di 1.2 mm. di diametro a 45°, o nel senso del getto o in senso opposto, e di altri fori normali all'asse. Questo tubetto comporta delle resistenze di attrito e certamente vicino alle sue pareti, dove si misurava la pressione (il tubetto comunicava con un manometro) le condizioni del vapore erano più sfavorevoli e peggiori, rispetto alle perdite, che non nei filetti di vapore lontani dalle pareti.

La perdita del 5 °/₀ che si ricava dalle esperienze del Rosenhain e che è confermata dal Delaporte (*) si riferisce a ugelli che scaricano liberamente in un ambiente a pressione atmosferica con un rapporto, fra le aree estreme minore di due e con vapore che scaricandosi ha il titolo 0.9 circa; mentre con ugelli che scaricano in un ambiente dove la pressione è quella di un condensatore ordinario, come nelle esperienze del prof. Stodola, si hanno rapporti fra le aree estreme che arrivano a 12, 13 (nell'ugello sperimentato il rapporto fra le due aree estreme libere è 10) ed il titolo del vapore allo scarico minore di 0.8. Ora rammentiamo che le perdite per attrito aumentano al diminuire del titolo del vapore.

È però certo che determinando sperimentalmente la lunghezza di ugello minima possibile affinchè il getto di vapore abbia tempo di espandersi e riempire le varie sezioni successive, tali perdite non dovrebbero arrivare al 10 °/₀ e si avrebbe quindi all'uscita una velocità effettiva 0.95 della teorica.

(*) *Revue de Mécanique,* Maggio 1902.

Le esperienze del prof. Lewicki, relative pur esse all'efflusso del vapore attraverso ugelli divergenti e convergenti, sono del massimo interesse perchè eseguite con vapore surriscaldato a diverse temperature.

Da tali esperienze l'accordo fra le velocità teoriche, ammessa l'espansione adiabata con esponente $^4/_3$, e quelle osservate risulterebbe tanto maggiore quanto più forte è il surriscaldamento e ad ogni modo, la differenza non supera il 5 $^0/_0$.

Il valore del peso di vapore surriscaldato effluente attraverso la sezione minima di un ugello divergente di 1 metro quadrato di area sarebbe dato da *213* volte la lunghezza *a d* (fig. 90) ottenuta seguendo la costruzione indicata a pag. 98.

Dalle esperienze del Lewicki non si può dedurre la perdita vera che si verifica nell'ugello, mancando il valore esatto della velocità teorica di efflusso in causa della indeterminatezza relativa alla linea di espansione adiabata. Con vapore surriscaldato tale perdita è minore che non con vapore saturo; ammettendo per le pressioni ed i surriscaldamenti delle esperienze fatte l'esponente δ (pag. 27) eguale a 1.25 e quindi la pressione nella sezione minima:

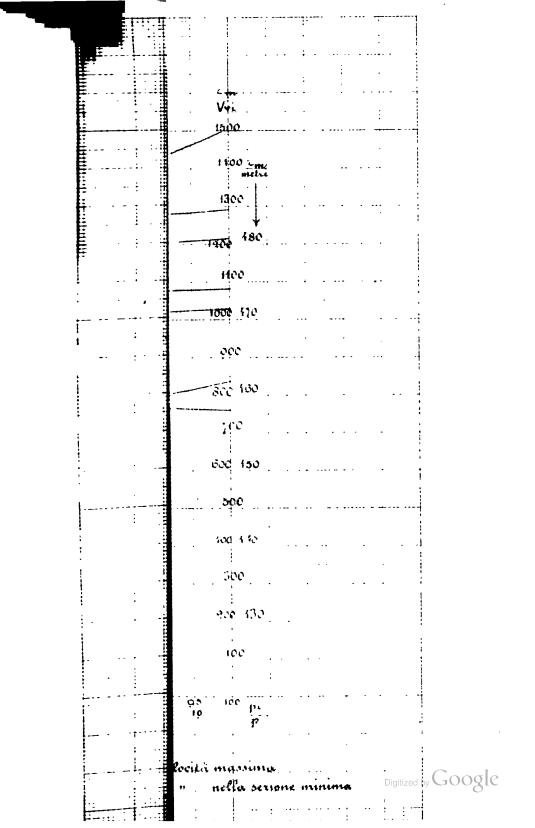
$$p_m = 0.55 p$$

si avrebbe che la velocità effettiva di afflusso è circa 0.965 di quella teorica ossia una perdita del 7 $^0/_0$.

§ 4. — Nel grafico della Tav. II abbiamo tracciato delle curve che facilitano moltissimo la determinazione delle velocità teoriche di efflusso del vapore d'acqua inizialmente saturo o surriscaldato.

Una delle curve, la I, ha per ascisse i vari valori della pressione iniziale, in Kg. per cm^2, del vapore, supposto saturo asciutto al principio dell'espansione, e per ordinate il valore della velocità che si ha nella sezione minima del tubo di efflusso.

La curva II ha invece per ascisse il rapporto fra la pressione iniziale del vapore e quella che si ha nella sezione massima di efflusso, e per ordinate i corrispondenti rapporti fra la velocità massima, che si ha in tale bocca, e la velocità che si ha nella sezione minima.

V
1500
1400
metri
1300
180
1200
1100
1000 170
900
800 160
700
600 150
500
400 140
300
200 130
100
95
10
100
locità massima
" nella sezione minima

La curva III dà invece, per le stesse ascisse, il valore del titolo del vapore alla fine della espansione sempre ammettendo che esso, inizialmente, sia saturo asciutto.

La curva IV si riferisce ai vapori surriscaldati e ci dà per le varie pressioni, prese come ascisse, il vapore del rapporto fra la velocità che si ha nella sezione minima del tubo di efflusso e la radice quadrata del volume specifico del vapore da determinarsi in base alla temperatura di surriscaldamento come è indicato a proposito dei vapori surriscaldati: (Cap. III, § 1).

Le curve V danno invece, per i vari valori dei rapporti fra le pressioni estreme prese come ascisse, il rapporto fra le due velocità massima e quella che si ha nella sezione minima rispettivamente ammettendo per l'espansione adiabata:

$$\delta = \frac{4}{3} \quad ; \quad \delta = \frac{5}{4}$$

il primo esponente (curva V_a) per pressioni non elevate e surriscaldamenti molto forti, il secondo (curva V_b) per pressioni elevate (10-15 atmosfere) e surriscaldamenti di 100-150°.

§ 5. — *Esempi numerici per i vapori.* Alcuni esempi varranno a chiarire meglio l'impiego e l'utilità delle curve tracciate.

Esempio I. — Determinare la velocità teorica massima di efflusso di un vapore inizialmente saturo asciutto che si espande in un tubo opportunamente proporzionato dalla pressione iniziale p_1 di 10 kg. per cm.² alla pressione finale p_2 di kg. 0.1.

Abbiamo:

$$\frac{p_1}{p_2} = 100$$

e quindi, dalla curva II:

$$\frac{c}{c_m} = 2.58 \cdot$$

Dalla curva I si ha:

$$c_m = \text{metri } 451.8$$

e quindi:

$$c = \text{metri } 1165 \text{ al } 1'' .$$

La curva III ci dà il titolo del vapore alla fine dell'espansione:

$$x = 0.765 .$$

Esempio II. — Determinare la velocità teorica massima di efflusso di un vapore inizialmente saturo asciutto che si espande dalla pressione iniziale $p_1 = 10$ Kg. per cm^2 alla finale $p_2 = 1$ Kg.

Si ha (curva II)

$$\frac{p_1}{p_2} = 10$$

$$\frac{c}{c_m} = 1.925$$

e quindi, poichè (curva I):

$$c_m = 451.8 ,$$

$$c = 870 \text{ metri al } 1'' .$$

Titolo finale del vapore (curva III)

$$x = 0.87 .$$

Esempio III. — Supponiamo ora:

$$p_1 = 14 \text{ Kg.} \qquad p_2 = 0.05 .$$

Si ha:

$$\frac{p_1}{p_2} = 240$$

e dalla curva II (extrapolando)

$$\frac{c}{c_m} = 2.74 .$$

Dalla curva I si ha:

$$c_m = 456.4$$

e quindi

$$c = 1250 \text{ metri al } 1'' .$$

Esempio IV. — Il vapore sia surriscaldato inizialmente di 100° e siano ancora:

$$p_1 = 10 \text{ Kg.} \qquad p_2 = 0.10 .$$

Nell'espansione il vapore diviene saturo asciutto alla pressione $p_3 = 2.75$ e si ha quindi:

$$\frac{p_1}{p_3} = 3.65$$

e quindi, indicando con c^1_m la velocità del vapore surriscaldato nella sezione minima e c_1 la massima relativa al salto di pressione da 10 a 2.75 (curva V_b):

$$\frac{c_1}{c_m{}^1} = 1.48 .$$

Ora (curva IV):

$$c_m = 1050 \times 0.5 = \text{metri } 525$$

e quindi:

$$c_1 = 777 .$$

Per il vapore saturo si ha:

$$\frac{p_3}{p_2} = 27.5$$

e quindi (curva III):

$$\frac{c_2}{c_m{}''} = 2.28$$

e poichè (curva I):

$$c_m'' = \text{metri } 434$$

si ha:

$$c_2 = \text{metri } 989.50 \,.$$

Il valore della velocità massima di efflusso c, sarà l'ipotenusa del triangolo rettangolo che ha per cateti c_1 e c_2; è

$$c = 1256 \text{ metri al } 1''.$$

Esempio V. — Il vapore sia ancora surriscaldato di 100° e siano:

$$p_1 = 14 \text{ Kg.} \qquad p_2 = 0.05 \,.$$

Nell'espansione il vapore diventa saturo alla pressione

$$p_3 = 3.75 \text{ Kg.}$$

e si ha quindi:

$$\frac{p_1}{p_3} = \frac{14}{3.75} = 3.75 \cdot$$

e quindi:

$$\frac{c_1}{c_m'} = 1.44 \cdot$$

Ora (curva IV):

$$c_m' = 1250 \times 0.44 = \text{metri } 550$$

quindi:

$$c_1 = 792 \,.$$

Per il vapore saturo si ha:

$$\frac{p_3}{p_2} = 75$$

quindi (curva II)

$$\frac{c_2}{c_m''} = 2.52$$

e poichè (curva I):

$$c_m'' = 438.5$$

si ha:

$$c_2 = 1105$$

e quindi, determinando graficamente l'ipotenusa del triangolo rettangolo che ha per cateti c_1 e c_2 si ha:

$$c = 1360 \; .$$

Esempio VI. — Sia infine del vapore surriscaldato alla temperatura di 500° e siano

$$p_1 = 7 \text{ Kg.} \qquad p_2 = 1.$$

Alla fine dell'espansione il vapore è ancora surriscaldato; si ha:

$$\frac{p_1}{p_2} = 7$$

e quindi:

$$\frac{c}{c_m} = 1.63$$

e poichè a quella temperatura è il volume specifico del vapore

$$v = \text{m}^3 \; 0.52$$

si ha

$$c_m = 885 \times 0.72 = 639 \text{ metri}$$

e quindi

$$c = \text{metri } 1040 .$$

§ 6. — *Esempi numerici per i gas.* La curva IV può anche servire a determinare, con approssimazione più che sufficiente, il valore teorico della velocità c_m per l'aria e le miscele di aria e gas che si espandono dopo l'esplosione quando si determini il valore del volume specifico v.

Per il rapporto $\frac{c}{c_m}$ serve la curva VI.

Esempio I. — Dell'aria alla pressione di 10 Kg. e alla temperatura di 450° si espanda adiabaticamente attraverso un tubo che scarica in un ambiente dove $p_2 = 1.5$. Si voglia il valore c.

Il volume specifico dell'aria a quella pressione ed a quella temperatura è dato da:

$$m^3 = 0.215$$

e quindi si ha:

$$c_m = 1050 \times 0.46 = 485$$

e poichè:

$$\frac{p_1}{p_2} = 6.7$$

e quindi

$$\frac{c}{c_m} = 1.57$$

si ha

$$c = \text{metri } 760 .$$

Esempio II. — Il fluido che si espande sia una miscela di aria e di gas nelle proporzioni:

$$10 : 1 ,$$

sia:

$$p_1 = 12 \text{ Kg.} \quad p_2 = 1.2 \,, \quad t = 1200^0 \,.$$

Si ha:

$$v = 0.37$$
$$c_m = 1155 \times 0.608 = \text{metri } 702$$

e poichè:

$$\frac{p_1}{p_2} = 8$$

e:

$$\frac{c}{c_m} = 1.6$$

e quindi

$$c = 1123 \text{ metri} \,.$$

PARTE SECONDA

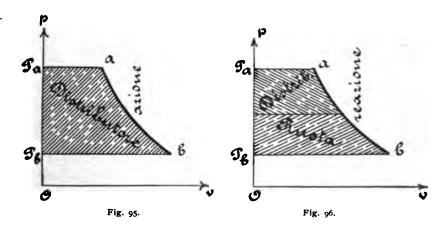
I METODI GRAFICI APPLICATI AL CALCOLO DELLE TURBINE A VAPORE ED A GAS.

CAPITOLO VIII

Classificazione delle turbine a vapore ed a gas.

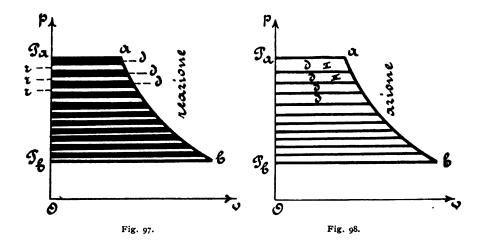
§ 1. — Le turbine a vapore ed a gas constano o di due o di due serie di organi principali: il distributore od i distributori (parte fissa) e la ruota mobile o le ruote mobili (parte mobile): essi hanno, nelle turbine a vapore, funzioni analoghe a

Fig. 95.

Fig. 96.

quelle che essi compiono nelle turbine idrauliche e che si suppongono note; nelle turbine a gas possono avere le stesse funzioni.

Dall'esame del diagramma che rappresenta il lavoro teorico totale utilizzato da una turbina a vapore od a gas e dato, rammentiamo, dall'area racchiusa fra la curva di espansione *a b* (fi-

gura 95) e l'asse Op si può dedurre che le turbine a vapore ed a gas possono dividersi in due grandi gruppi. Turbine che diremo a coppia unica, e cioè con un unico distributore ed una sola ruota mobile, che utilizzano l'intero lavoro disponibile, il salto totale di pressione, con una sola ruota fig. 95-96 e turbine che utilizzano il diagramma con varie coppie, ciascuna delle quali lavora sotto un salto di pressione, che è una frazione del salto totale. In queste turbine ogni coppia utilizza solo una parte

Fig. 97. Fig. 98.

dell'area totale $a\, b\, P_b\ P_a$; le varie coppie, disposte in serie, utilizzano rispettivamente la prima l'area I, la seconda l'area II e così via (fig. 97-98).

Il salto totale ed i salti parziali possono venire utilizzati o per reazione o per azione; i tipi di turbina teoricamente possibili sono quindi i seguenti:

Gruppo primo: turbine a coppia unica:

a) Turbine ad azione parziali;

b) Turbine ad azione totali (possibili in pratica o per piccoli salti di pressione, o con grosse unità);

c) Turbine a reazione con vario grado di reazione;

d) Turbine limiti.

Gruppo secondo: turbine a ruote multiple:

a) Turbine ad azione;

b) Turbine a reazione con vario grado di reazione;

c) Turbine limiti;

d) Turbine ottenute combinando fra loro i tipi *a*), *b*) e *c*).

Ognuno di questi tipi in relazione alla direzione del movimento del vapore rispetto l'asse della turbina può essere: *radiale* o *assiale*. I tipi radiali possono essere *centrifughi* o *centripeti*.

Notiamo subito che la divisione del salto totale di pressione, in vari salti minori, è un'idea del Parsons messa in pratica, nel

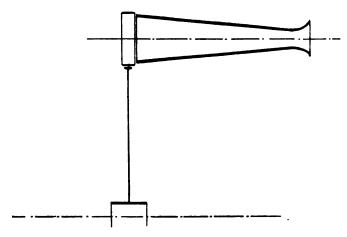



Fig. 99.

suo tipo di turbina, allo scopo di diminuire la velocità di rotazione di massimo rendimento, che risulta elevatissima nei tipi di turbina del primo gruppo.

§ 2. — *Rappresentazione schematica dei vari tipi*. Schematicamente i tipi di turbine a vapore, ora elencati, possono rappresentarsi, se assiali, come indicano le varie figure 99 a 102.

La figura 99 rappresenta il tipo *a*) o il *b*) del primo gruppo; la figura 100 il tipo *c*) o il *d*) a seconda della posizione, rispetto la lunghezza *m n*, della sezione 11.

Le figure 101 e 102 rappresentano invece i vari tipi del secondo gruppo: la figura 101 il tipo ad azione; la figura 102 il tipo a reazione, e, per uno stesso numero di coppie, il grado di reazione dipende dalla posizione della sezione 11.

La grande differenza fra le turbine a vapore od a gas e

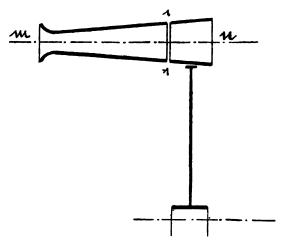



Fig. 100.

quelle idrauliche, considerate cinematicamente, sta nella velocità

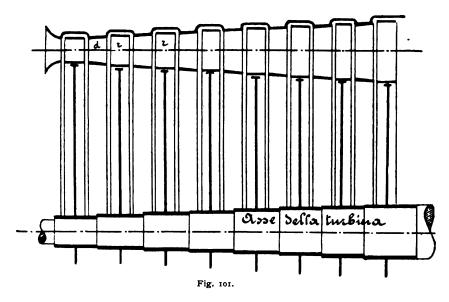



Fig. 101.

di massimo rendimento, che in turbine del primo gruppo è al-

meno 10 volte la massima che si può trovare in turbine idrauliche.

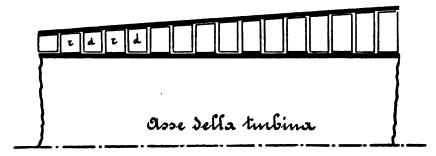



Fig. 102.

A pari potenza quindi le dimensioni dei canali del distributore e della ruota mobile, delle turbine a vapore od a gas, devono essere di gran lunga inferiori alle minime che si incontrano nelle turbine idrauliche.

Nelle figure 103 a 108 sono appunto messe a confronto le dimensioni delle pale dei principali tipi di turbine a vapore, oggi costruiti, con quelle delle turbine idrauliche assiali dello stesso tipo e della stessa potenza.

Precisamente le figure 103 rappresentano al vero un canale della ruota mobile della turbina Riedler-Stumpf ad azione, la figura 104 in scala $\frac{3}{10}$ una pala di una ruota Pelton di eguale potenza; la figura 105 rappresenta, al vero, una delle pale di dimensioni maggiori che si hanno nella turbina Parsons a reazione, la figura 106. una pala di turbina Jonval scala $\frac{1}{10}$; la figura 107 rappresenta, al vero, la pala di una turbina Laval, la 108 scala $\frac{1}{10}$ di una turbina Girard.

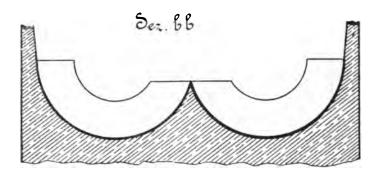



Fig. 103 *a*).

Fig. 103°*b*).

Fig. 104.

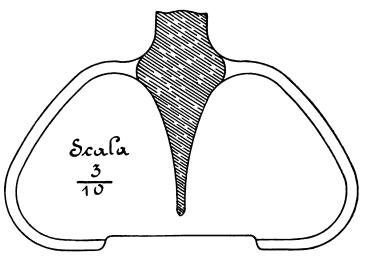



Fig. 105.

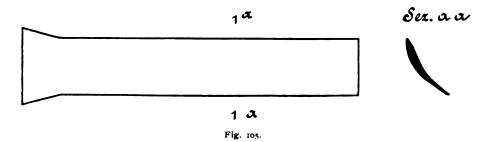
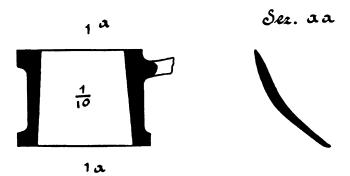
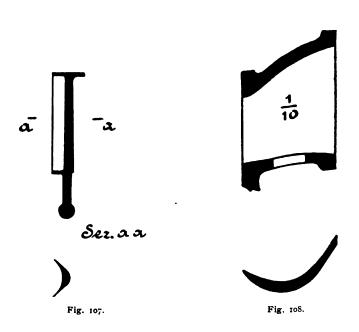



Fig. 106.

Fig. 107.

Fig. 108.

CAPITOLO IX

Teoria grafica generale delle turbine a vapore ed a gas.

§ 1. — *Costruzione generale.* Quanto andiamo ora esponendo si applica a turbine, sia del primo che del secondo gruppo, quando di quest'ultimo si consideri una sola coppia formata da un distributore e dalla relativa ruota mobile.

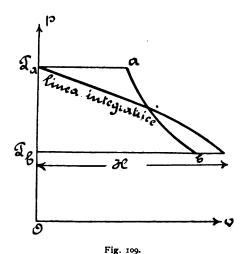



Fig. 109.

Sia $a\, b\, P_b\, P_a$ (fig. 109) l'area che rappresenta il lavoro teorico utilizzabile in una turbina del primo gruppo, od in una coppia qualsiasi di una turbina del secondo. Nel primo caso è $O\, P_a$ la pressione iniziale del vapore o del gas (dietro al distri-

butore), OP_b quella di scarico; nel secondo è OP_a la somma della pressione con la quale il vapore od il gas entra nel distributore col salto di pressione corrispondente alla velocità assoluta del fluido che si scarica dalla ruota precedente; OP_b la pressione all'uscita dalla ruota mobile.

Il lavoro rappresentato dall'area di quel diagramma non è completamente utilizzato giacchè hanno luogo delle perdite di vario genere per attriti, urti, variazioni di direzione, ecc.

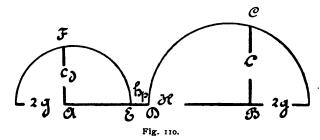



Fig. 110.

Sia h_p un segmento che rappresenti l'altezza corrispondente alle varie perdite ora mentovate: sia

$$AB = H \text{(fig. 110)}$$

l'altezza corrispondente all'area $a\, b\, P_b\, P_a$ ($P_a\, a$ volume specifico di un chilogrammo di vapore o di gas) e determinata graficamente col metodo precedentemente esposto. Sia

$$BC = \mathrm{c}$$

la velocità con la quale l'acriforme esce dai canali del distributore; è

$$BD = \frac{\mathrm{c}^2}{2\,\mathrm{g}}.$$

All'uscita del distributore potremo supporre nel fluido una energia potenziale data in altezza da:

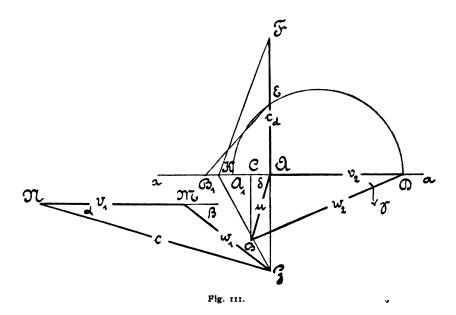
$$h_d = H - \frac{\mathrm{c}^2}{2\,\mathrm{g}} - h_p = AB - BD - DE = AE.$$

La velocità corrispondente ad h_d sarà:

$$\mathrm{c}_d = AF.$$

Si assegnino il valore e la direzione della velocità assoluta con la quale il vapore o il gas si scarica dalla ruota mobile. Indichiamo tale velocità con u e sia (fig. 111):

$$AB = \mathbf{u}$$

Fig. 111.

e δ l'angolo di AB con la aa che dà la direzione della velocità periferica della ruota. Si proietti B in C e si prenda:

$$CA_1 = CA$$

e, se $\mathbf{v}_2$ è la velocità periferica di un punto dell'area di uscita dalla ruota mobile:

$$v_2 = AD.$$

Se sulla $A_1 D$ si descrive una semicirconferenza è evidentemente:

$$\overline{AE}^2 = 2 . AC . AD$$

e se:

$$A B_1 = A B$$

è pure:

$$\overline{B_1 E}^2 = 2 \,.\, A C \,.\, v_2 + u^2 \,.$$

Notiamo che quanto maggiore è il valore dell'angolo δ tanto minore è il valore di $B_1 E$; per $\delta = 90^0$ sarebbe:

$$B_1 E = u$$

Sul prolungamento della $A E$ si porti:

$$A G = B_1 E$$

ossia ad u nel caso $\delta = 90^0$; si prenda:

$$A F = c_d$$

e si porti:

$$F K = v_1$$

v_1 velocità periferica della ruota mobile all'ingresso del vapore o del gas.

Se indichiamo la velocità relativa del vapore o del gas, rispetto la ruota, con w_1 è:

$$K G = w_1 \,.$$

Ed infatti poichè la velocità relativa di uscita è:

$$w_2 = B D$$

si ha:

$$w_2^2 = \overline{BD}^2 = \overline{AD}^2 + \overline{AB}^2 + 2\, AD \,.\, AC = v_2^2 + u^2 + 2\, v_2 \,.\, A C$$

$$w_1^2 = \overline{AG}^2 + \overline{KA}^2 = 2 \,.\, A C \,.\, v_2 + \overline{AB}^2 + \overline{FK}^2 - \overline{AF}^2 =$$

$$= 2 \,.\, A C \,.\, v_2 - u^2 + v_1^2 - c_d^2$$

e quindi:

$$w_2^2 - w_1^2 = v_2^2 - v_1^2 + c_d^2$$

che è relazione nota.

Coi valori di

$$GK = w_1 ; \quad FK = v_1$$

ed il valore di c è facile costruire il triangolo MNG di ingresso del vapore o del gas nella ruota mobile ed avere quindi gli angoli:

$$\widehat{MNG} = \alpha \quad ; \quad \widehat{NMG} = 180° - \beta \, .$$

Se il valore e la direzione di u non sono assegnati a priori nel cap. VI, § 2 della prima parte è esposto il metodo grafico che può servire a determinare

$$u ; \; \delta ; \; w_2 ; \; w_1 \, .$$

§ 2. — *Velocità di massimo rendimento.* Per le turbine a vapore od a gas è interessante conoscere le condizioni che rendono minimo il valore di v_1 e quindi di v_2 .

Risulta evidente dalla costruzione sopra esposta che il minimo valore di v_1 è dato dal segmento AF. Quindi si può affermare che il valore di v_1 è tanto minore quanto più piccolo è il valore di c_d, ossia quanto maggiore è quello di c; e, a pari valore di c e di α, quanto maggiore è AG ossia EB_1 e quindi AC, ossia quanto più sono piccoli i valori di δ e di γ e quanto maggiore è il valore di u.

Dunque nelle turbine a vapore od a gas (naturalmente le stesse conclusioni valgono anche per le turbine idrauliche) il valore di v_1 è tanto minore quanto più piccola è l'energia potenziale posseduta dal fluido che esce dal distributore; quanto maggiore è la velocità assoluta del vapore che abbandona la ruota mobile e quanto più piccoli sono gli angoli $\alpha \, \beta \, \gamma$ e δ.

Volendo quindi diminuire la velocità di massimo rendimento di una turbina a vapore od a gas sono disponibili i seguenti metodi:

a) Tenere elevato il valore di u. Tale metodo è poco conveniente per le turbine del primo gruppo giacchè si aumenta la energia perduta e si diminuisce quindi l'effetto utile della turbina, è poco conveniente anche per le turbine del secondo gruppo giacchè devesi, di necessità, aumentare i valori di c, w_1 e w_2 e quindi le perdite per attriti, urti, ecc.

b) Per uno stesso valore di H tenere elevato il valore di c ossia fare agire il vapore per azione: tale metodo presenta l'inconveniente già accennato di aumentare le perdite per attrito.

c) Diminuire il valore degli angoli α, β, γ e δ.

d) Aumentare il numero delle coppie che formano le turbine del secondo gruppo. Tale metodo è certamente costoso e toglie, in parte, alle turbine a vapore il vantaggio delle piccole dimensioni.

e) Combinando opportunamente i metodi sopra esposti.

§ 3. — *Grado di reazione.* La costruzione precedentemente esposta si presta evidentemente per tutti i tipi di turbina e per i diversi valori di c_d. Nelle turbine ad azione per le quali $h_d = o$ devesi spezzare in due il valore di h_p ; la parte che rappresenta l'altezza perduta nel distributore sommata con $\frac{c^2}{2g}$ dà il valore di H. Se con h_r si indica l'altezza perduta nella ruota mobile e con c_r la velocità corrispondente, deve essere KA (fig. 111) l'ipotenusa del triangolo rettangolo che ha per cateti v_1 e c_r.

Infatti si ha allora dopo qualche riduzione:

$$w_2^2 = w_1^2 - c_r^2 + v_2^2 - v_1^2.$$

Il salto perduto in una turbina a vapore è dato da:

$$h_p + \frac{u^2}{2g}.$$

La perdita è evidentemente tanto più piccola quanto minori sono le perdite per attriti, urti, ecc., e quanto più piccolo è il valore di u. Per il massimo effetto utile dovranno essere soddisfatte principalmente le stesse condizioni che devono aversi nelle turbine idrauliche e cioè dovrà la direzione di w_1 essere

quella delle pale della ruota mobile all'ingresso del vapore o del gas, e per le turbine del primo gruppo, la direzione di u perpendicolare a quella di v_2.

Quest'ultima condizione viene sacrificata per le cause già accennate.

Diremo *grado di reazione* teorico di una turbina a vapore od a gas o di una coppia, se la turbina è del secondo gruppo, il rapporto:

$$\frac{H - \frac{c^2}{2g}}{H}$$

dove H è l'ordinata massima della linea integratrice l'area $a\,b\,P_b\,P_a$ costruita con base unitaria quando $a\,b$ sia una adiabata.

Diremo grado di reazione pratico invece lo stesso rapporto quando al valore di H si sottragga l'altezza perduta h_d.

CAPITOLO X

Turbine del primo gruppo.

§ 1. — *Premesse*. Le turbine che utilizzano con una sola coppia, distributore ruota mobile, tutto il salto di pressione, che la pratica mette a disposizione, non si costruiscono che ad azione e parziali. Le turbine a reazione non si costruiscono per non andare incontro a velocità superiori a quelle limiti concesse dalla resistenza dei materiali impiegati, quelle ad azione totali, per piccole potenze, nemmeno per questa ragione e per le difficoltà non indifferenti che presenterebbe la costruzione specialmente dei distributori e di ruote di piccolo diametro (*).

§ 2. — *Turbine ad azione*. Per ragioni che diremo in seguito si preferiscono assiali, ad asse orizzontale.

(*) Se infatti si ammette in una turbina a vapore un salto di pressione da 10 a 0.1 Kg., un diametro di ruota di 300 mm.; una larghezza di distributore (dimensione radiale) di 20 mm. ed un angolo $\alpha = 30^0$, l'area di efflusso dal distributore sarebbe di cm^2 94 circa; a tale sezione massima, nella quale si forma la pressione 0.1, ne corrisponde una minima di 6.8 cm^2 e quindi un efflusso di vapore ad ogni secondo di circa 1 Kg. Ammesso nella turbina un rendimento totale del 50 % essa potrebbe sviluppare *430* cavalli girando con:

$$v_1 = 400 \text{ metri}$$

e quindi compiendo ad ogni minuto primo giri 25500.

L'espansione del vapore e del gas deve compiersi completamente nel distributore, ed è quindi necessario che la somma delle sezioni corrispondenti dei suoi condotti soddisfi alle speciali condizioni esposte nel cap. II § 10.

L'idea di variare le sezioni del distributore secondo le norme che la teoria insegnò solo più tardi è dovuta al De Laval, il creatore della turbina ad azione che porta il suo nome.

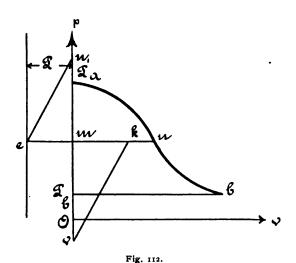



Fig. 112.

Sia $P_a\, b$ (fig. 112), in qualche scala, la linea che rappresenta la velocità effettiva corrispondente ai vari salti di pressione e $P_a\, P_b$ il salto totale di pressione utilizzato nella turbina:

$O\, P_a$ pressione iniziale del vapore o del gas
$O\, P_b$ » finale » » » » »

od anche, in una diversa scala, la lunghezza dei canali o del canale del distributore.

Sia $m\, n$ la velocità che corrisponde al salto di pressione $P_a\, m$. Volendo la sezione del canale ad essa corrispondente devesi conoscere il peso P di vapore necessario al minuto secondo, e che si dirà più innanzi come si determina.

Si tiri una parallela ad Op, e ad una distanza P; si prenda

$$m n_1 = m n$$

si porti la lunghezza:

$$m v$$

eguale al volume specifico del fluido alla pressione $O m$, si unisca e con n_1 e si tiri $v k$ parallela alla $e n_1$. Evidentemente è il valore dell'area domandato:

$$m k = \frac{P \times m v}{m n}.$$

Se ad esempio per la lunghezza che dà il peso effluente si sceglie la scala di 1 cm. per kg., di aeriforme effluente ad ogni secondo, e per il valore di $m n$:

1 mm. ogni 10 metri;

e per $m v$:

5 mm. = 100 litri,

ogni millimetro di $m k$ equivale a 2 cm.²

Se le sezioni del distributore, supposto di un solo canale, sono circolari, si può, graficamente, avere il valore del raggio in un punto qualsiasi ed in vera grandezza prendendo (fig. 113):

$$O B = \frac{m k}{2}$$

$$O C = \frac{100}{\pi} = 32 \text{ mm.}$$

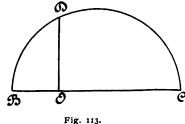



Fig. 113.

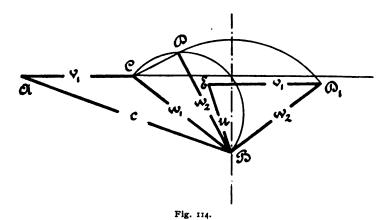
Descrivendo su $B C$ una semicirconferenza si ha il raggio cercato, corrispondente alla posizione del punto m (fig. 112), nella lunghezza $O D$.

La costruzione grafica con la quale, determinato, pure graficamente, il valore di:

$$c = P_b\, b \text{ (fig. 112)}$$

ed assegnati i valori di u e di v_1 in grandezza e direzione si determinano i *valori di* w_1 e di w_2 e quindi gli angoli delle pale è nota (cap. IX).

Senonchè interessa, per comodità di costruzione delle pale

Fig. 114.

della ruota mobile, che gli angoli di ingresso e di uscita da esse (β e γ) siano eguali. Conviene allora assegnare i valori di α e v_1 velocità periferica media.

Se (fig. 114):

$$AB = c;$$
$$\widehat{CAB} = \alpha;$$
$$AC = v_1$$

si ha:

$$CB = w_1$$

e:

$$\widehat{ACB} = 180^\circ - \beta .$$

Sia allora c_r la velocità corrispondente all'altezza perduta entro la ruota mobile; si costruisca su CB un triangolo rettangolo avente il cateto:

$$CD = c_r:$$

l'altro cateto è:

$$DB = w_2.$$

Si porta simmetricamente a BC:

$$BD_1 = BD = w_2$$

e se:

$$ED_1 = AC = v_1$$

si ha:

$$EB = u$$

$$\widehat{ED_1B} = \gamma .$$

Evidentemente se fosse:

$$c_r = o$$

si avrebbe:

$$w_1 = w_2.$$

Il lavoro perduto nella ruota mobile per ogni chilogrammo di aeriforme (vapore o gas) è dato da:

$$\frac{\overline{MN}^2}{2g} \text{ (fig. 115).}$$

se MN è l'ipotenusa del triangolo rettangolo costruito coi cateti c_r ed u.

Il lavoro utilizzato dalla ruota mobile, per ogni chilogrammo di aeriforme è invece dato da:

$$\frac{\overline{MR}^2}{2g}\cdot$$

Se:

$$NR = c$$

ed MR è perpendicolare ad MN.

Nei canali della ruota mobile la perdita che ha luogo è data da

$$\frac{c_r^2}{2g}$$

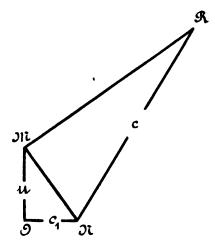



Fig. 115.

e sappiamo che si può scrivere, indicando con φ_r un coefficiente analogo al φ (pag. 32):

$$\frac{c_r^2}{2g} = (1 - \varphi_r)\frac{w_1^2}{2g}.$$

Poniamo ora:

$$\varphi_r = \cos^2 \theta.$$

Il valore dell'angolo θ si può avere graficamente (fig. 116) prendendo:

$$AB = 1;$$
$$BC = \varphi_r$$

e descrivendo su $A\,C$ una semicirconferenza; si porta allora:

$$B\,D = B\,D_1$$

e si ha:

$$\widehat{DBA} = \theta\,.$$

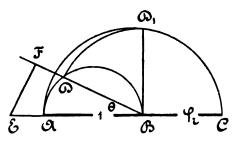



Fig. 116.

Se quindi si porta:

$$B\,E = w_1$$

e da E si tira la perpendicolare alla $B\,D$ è:

$$B\,F = w_2\,.$$

Infatti si ha:

$$B\,F = B\,E \cos\theta$$

e quindi

$$\overline{B\,F}^2 = w_2^2 = w_1^2 \cos^2\theta \;.\; \gamma_r\, w_1^2\,.$$

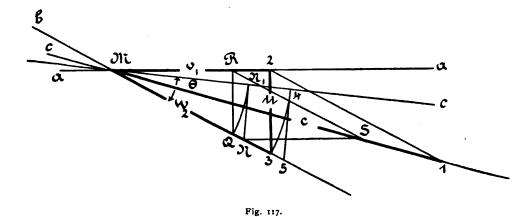
Si voglia ora risolvere il problema, che può presentare la pratica, di *determinare la velocità di massimo rendimento di una turbina ad azione costruita in modo che l'aeriforme che vi agisce*

si scarichi dalla ruota mobile normalmente alla velocità periferica quando debba essere soddisfatta la condizione;

$$\beta = \gamma$$

e sia fissato il valore di tali angoli.

Sia allora $b\,b$ (fig. 117) una retta inclinata con la retta orizzontale $a\,a$ dell'angolo β, di ingresso ed uscita del vapore o del

Fig. 117.

gas dai canali della ruota mobile. Dal punto M incontro di $a\,a$ con $b\,b$ si conduca la $c\,c$ inclinata sulla $b\,b$ dell'angolo θ.

Se si suppone:

$$MN = w_1,$$

e si conduce la NN_1 perpendicolare alla $c\,c$ si ha evidentemente:

$$MN_1 = w_2.$$

Se si porta allora:

$$MQ = MN_1,$$

e dal punto Q si conduce la QR, perpendicolare alla $a\,a$, e da R la RS, parallela alla $b\,b$, fino ad incontrare la parallela con-

dotta da N alla $a\,a$, è evidente che sarebbe MS la velocità assoluta c ed MA quella v_1 di una turbina ad azione che soddisfa alle condizioni sopra poste, e sarebbe anche

$$QR = u.$$

È ovvio quindi che se sulla MS si porta il vero valore di c e si rifanno in senso inverso le operazioni grafiche ora descritte si hanno i veri valori di w_1, w_2, v_1 ed u.

Così se in qualche scala:

$$M1 = \mathrm{c}$$

è, nella stessa scala:

$$M2 = v_1,$$
$$2\text{-}3 = u$$
$$M3 = w_2$$
$$M5 = w_1.$$

E si ha anche un controllo nella costruzione che può essere una semplificazione della stessa: la retta 1-5 deve risultare parallela alla $a\,a$.

La retta MS divide l'angolo formato dalle due rette $a\,a$ e $b\,b$ in due campi: i valori di c nel campo $a\,a\,MS$ corrispondono a valori dell'angolo δ di u con v_1 maggiori di 90°; quelli nella zona compresa fra le $b\,b$ ed MS, a valori di δ minori di 90°.

Se, allo scopo di tenere il valore di v_1 molto basso, si tiene quello di u elevato, è sempre conveniente fare arrivare il vapore od il gas che si scarica dalla ruota, guidandolo con un successivo distributore, su una seconda ruota e da questa eventualmente in una terza, e così via finchè si riduce il valore di u piccolissimo e la sua direzione normale a v_1.

Sia allora l'angolo formato da $a\,a$ con $b\,b$ (fig. 118) il $\beta = \gamma$ di tutte le ruote:

$$AB = v_1$$

la velocità periferica media.

Se si conduce la $B\ C$ perpendicolare alla $A\,B$ è evidentemente $A\ C$ la velocità relativa w_2 di uscita dell'aeriforme dall'ultima ruota, $B\ C$ quella assoluta.

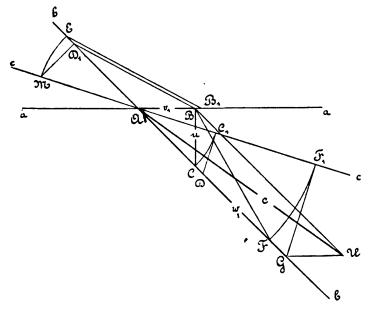



Fig. 118.

Dal valore di $A\ C$ si ricava, col metodo già indicato, quello di $A\,D$, velocità relativa w_1 di ingresso, e quindi, se:

$$A\,D_1 = A\,D$$

è $B\,D_1$ la velocità assoluta di arrivo sull'ultima ruota.

La velocità assoluta di scarico dalla ruota precedente si può avere facilmente, da quest'ultima, quando si ammetta di avere entro il distributore, interposto fra le due ruote, lo stesso valore di φ_r.

Si conduce la $D_1\,M$ perpendicolare alla $A\,D$ e si porta:

$$A\,E = A\,M;$$

la EB_1 parallela alla $D_1 B$ è la velocità assoluta da portarsi in BF per avere la velocità relativa di uscita AF dalla penultima ruota, indi quella di ingresso AG ed infine la velocità assoluta AU di uscita dal penultimo distributore (il primo se le ruote sono due sole).

E così continuando si può risalire a determinare il valore di c che corrisponde a quello supposto di v_1. È ovvio allora che o portando il vero valore di c, e procedendo inversamente, oppure leggendo in altra scala il valore di c trovato, si hanno i valori veri di v_1 w_1 w_2.

Se le ruote sono solo due ed è: $AU = c$, il lavoro ad esse consegnato è dato, per ogni kg. di aeriforme da:

$$\frac{\overline{AU}^2 - \overline{BC}^2 - \overline{C_1D}^2 - \overline{F_1G}^2}{2g}.$$

Nelle ruote mobili sono eguali i valori degli angoli β e γ e necessariamente variano, per ognuna, quello di δ e, per i distributori relativi, il valore di α.

Se però, per comodità costruttive, si vogliono tenere eguali, per ogni distributore, gli angoli δ e α, la costruzione precedente non vale e si può procedere come segue.

Sia ABC (fig. 119) il triangolo di uscita del vapore o del gas dall'ultima ruota:

$$AB = v_1$$
$$BC = u$$

La velocità relativa di uscita è AC e ad essa sarà simmetrica, rispetto la verticale passante per A, quella di ingresso.

Si costruisca l'angolo:

$$\widehat{mAn} = \theta.$$

Con raggio:

$$A1 = AC$$

si tagli la $A n$ e dal punto 1 si conduca la retta 1-2 perpendicolare alla $A n$. Si ha:

$$A 2 = w_1$$

che si porta simmetricamente ad $A C$ in $A C_1$. Il triangolo $A B C_1$ è quello di ingresso nell'ultima ruota mobile; $B C_1$ è la velo-

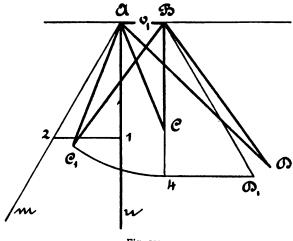



Fig. 119.

cità assoluta di uscita dall'ultimo distributore. Per avere la velocità di ingresso in esso, che è anche quella assoluta di scarico dalla ruota precedente, si porta

$$B 4 = B C_1$$

e si conduce $4 D_1$ perpendicolare alla $B C$ ad incontrare la retta inclinata su $B C$ dell'angolo θ ed uscente dal punto B, indi si porta, simmetricamente a $B C_1$:

$$B D = B D_1$$

e si ha il triangolo delle velocità $A B D$ all'uscita dalla penultima ruota; e con tale metodo si continua fino ad avere il valore di **c** e di α relativo al primo distributore che si legge nella

scala corrispondente al vero valore di **c**, assieme agli altri elementi cinematici e geometrici delle varie ruote.

È ovvio che per ogni distributore, eccettuato il primo, sono eguali gli angoli δ ed α; ma essi variano da un distributore all'altro come gli angoli β e γ variano da ruota a ruota: precisamente il loro valore aumenta dalla prima ruota alle altre, e dal primo distributore ai successivi.

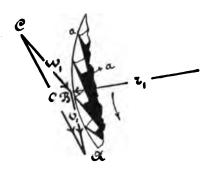



Fig. 120.

Si hanno esempi di turbine a vapore ad una sola ruota che, nella forma dei canali, rammentano le ruote Pelton (fig. 103).

Se $A\ C$ (fig. 120) rappresenta in grandezza e direzione la velocità assoluta del fluido che arriva sulla ruota e:

$$A\ B = v_1$$

la velocità periferica della ruota, è:

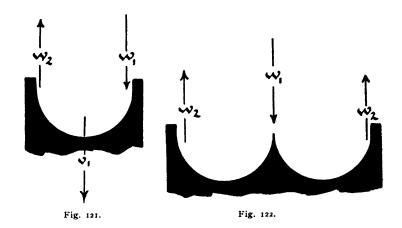
$$B\ C = w_1\ ,$$

la velocità relativa dell'aeriforme e la direzione della parete di divisione $a\ a$; il valore di w_2 si ha col metodo già esposto e si ha (fig. 121-122):

$$u = w_2 - v_1.$$

La scelta di v_1, allo scopo di avere il massimo rendimento,

in tal caso è facile, giacchè basta costruire il triangolo $A B C$,

Fig. 121. Fig. 122.

dato il lato $A C$, in modo che il lato $A B$ sia tale che:

$$\overline{A B}^2 = \varphi_r \, . \, \overline{B C}^2$$

evidentemente si ha allora:

$$u = 0 \, .$$

Ed è ovvio che volendo tenere basso il valore di v_1 si può, come si è già veduto, condurre, con un secondo distributore,

Fig. 123.

l'aeriforme su una seconda ruota (fig. 123) o farlo ritornare ancora sulla stessa.

§ 3. — *Forma e dimensioni dei canali del distributore e della ruota mobile.* Per quanto riguarda i canali del distributore, si

è già esposto il metodo che serve a determinarne il profilo e la sezione. Per la ruota mobile conviene come si è detto che sia:

$$\beta = \gamma,$$

e quindi il profilo delle pale si tiene circolare (fig. 124). La loro larghezza almeno 1,2 della larghezza del distributore, il loro passo

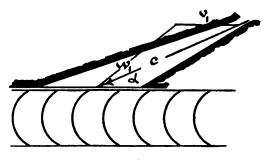



Fig. 124.

il minimo possibile e quindi il loro numero il massimo compatibile con la costruzione.

Nelle turbine ad azione in cui è piccolo il valore di v_1, e si hanno quindi due o più ruote, si possono avere i profili indicati nella fig. 125 se le ruote sono eguali e diversi gli angoli α e δ dei distributori, oppure nella fig. 126 nel caso che sia $\alpha = \delta$.

§ 4. — *Le turbine a reazione*. Il grado di reazione, in queste turbine, dipende (cap. IX, § 3) dal valore di $\mathbf{c}_d$, e cioè dalla pressione che il vapore od il gas possiede all'uscita dal distributore.

La costruzione generale indicata al cap. IX, § 1 vale evidentemente anche per il caso che ora consideriamo e si semplifica nel caso che la velocità assoluta di scarico u sia perpendicolare a v_1, o si voglia tale, ed il suo valore venga assegnato a priori assieme ai valori di $\mathbf{c}$ e di $\mathbf{c}_d$.

Se (fig. 127):

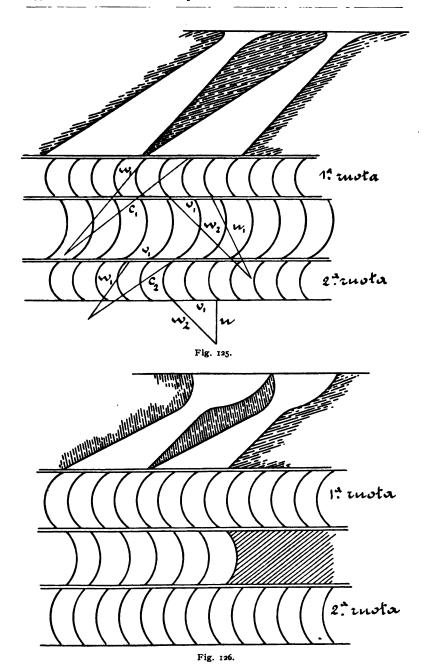
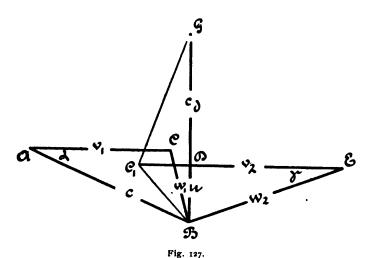
$$BD = u$$
$$DG = \mathbf{c}_d$$

Fig. 125.

Fig. 126.

e si porta:

$$G\,C_1 = v_1$$

Fig. 127.

si ha:

$$C_1\,B = w_1$$

e si può costruire il triangolo $A\,B\,C$ di ingresso dell'aeriforme nella ruota mobile.

Se:

$$D\,E = v_2$$

si ha:

$$B\,E = w_2$$

la dimostrazione è ovvia.

§ 5. — *Forma dei canali del distributore e della ruota mobile.* Dal valore di c_d dipende, oltre il grado di reazione, anche la forma dei canali sia del distributore, che della ruota mobile, delle turbine a reazione del primo gruppo. Indichiamo con p_a

la pressione iniziale dell'aeriforme e con p_c quella all'uscita dal distributore; se è:

$$p_c \geqq k p_a$$

ossia la pressione all'uscita del distributore maggiore o eguale a quella che si formerebbe nella sezione minima di un tubo di efflusso, la forma dei canali del distributore è tale che la se-

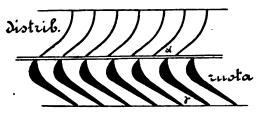



Fig. 128.

zione di uscita è minima. Nella ruota mobile la pressione iniziale è p_c, la finale sarà p_b. Se

$$p_b < k p_c$$

i canali della ruota mobile devono avere naturalmente la forma indicata al cap. II, § 10 se si vuole appunto che in esso sia completa l'espansione dell'aeriforme.

La sezione dei canali del distributore e della ruota mobile si presenta allora come indica la figura 128: la turbina funziona con forte grado di reazione.

L'altro caso, che può presentarsi, corrisponde ad un grado di reazione basso, e la pressione alla bocca del distributore è:

$$p_c < k p_a$$

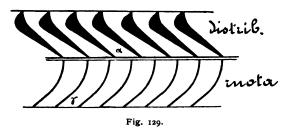
Se allora la pressione di scarico p_b è tale che sia:

$$p_b > k p_c$$

si ha la forma di condotti indicata nella figura 129.

Si ha invece la forma indicata della figura 130, se il salto di pressione è forte ed è:

$$p_c < k\, p_a,$$
$$p_b < k\, p_c.$$

Fig. 129.

Il grado di reazione è intorno al medio.

Ed infine si ha la forma di canali indicata nella fig. 131 se:

$$p_c > k\, p_a$$

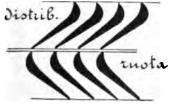
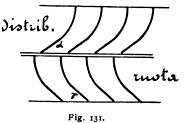



Fig. 130.

Fig. 131.

e:

$$p_b > k\, p_c$$

ossia se il salto di pressione è molto piccolo: il grado di reazione anche in tal caso ha un valore di $\frac{1}{2}$ circa.

§ 6. — *Le turbine limiti.* Questo tipo di turbina dovrebbe segnare il passaggio fra il tipo ad azione e quello a reazione: esso è infatti una turbina a reazione con grado di reazione nullo.

In tali turbine l'aeriforme può escire dal distributore con la velocità che corrisponde all'intero salto di pressione ed i ca-

nali della ruota sono allora profilati in modo che esso ne riempia completamente la sezione. Davanti e dietro la ruota mobile la pressione è la stessa ed è quella di scarico dell'aeriforme. Il grafico relativo a tale tipo è allora identico a quello delle turbine ad azione, si avrà:

$$w_2 < w_1$$

per le perdite dovute ad urti, all'attrito, e la sezione all'uscita dalla ruota mobile è necessariamente maggiore di quella all'entrata.

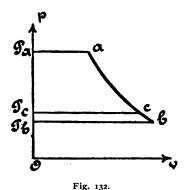



Fig. 132.

Oppure all'uscita del distributore l'aeriforme ha una pressione $O P_c$ (fig. 132) tale che l'area $P_c\, c\, b\, P_b$ corrisponda alle perdite che si hanno nella ruota mobile ossia:

$$\text{area } P_c\, c\, b\, P_b = (1 - \varphi_r) \frac{w_1^2}{2g}$$

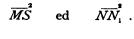
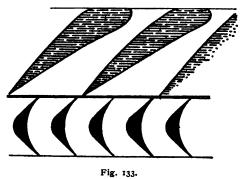
ed allora si ha:

$$w_2 = w_1$$

Il grafico relativo ad un tipo di turbina così concepito può essere quello della figura 117: determinata la direzione MS della velocità **c** occorre determinare il vero valore di **c** dividendo l'area $P_a\, a\, b\, P_b$ (fig. 132) in due parti rispettivamente propor-

zionali ad:

$$\overline{MS}^2 \quad \text{ed} \quad \overline{NN_1}^2 .$$

Fig. 133.

La linea integratrice relativa all'area $P_a\, a\, b\, P_b$ permette in modo semplice tale divisione che, come è noto, basta sia fatta sull'ascissa massima di essa.

§ 7. — *Forma dei canali del distributore e della ruota mobile.* È ovvio che la forma dei canali del distributore e della ruota mobile in tali turbine risulta quella indicata nella figura 133.

CAPITOLO XI

Turbine del secondo gruppo od a ruote multiple.

§ 1. — *Considerazioni generali.* Sia $a\,b$ (fig. 134) la linea che rappresenta la variazione di p con v, nell'espansione del vapore o del gas attraverso una turbina. Sia $P_a\,m$ la linea in-

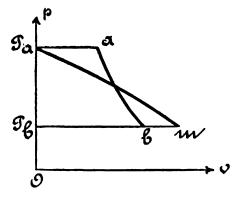



Fig. 134.

tegratrice l'area $P_a\,a\,b\,P_b$ costruita con base unitaria. Rammentiamo che le sue ascisse rappresentano il lavoro corrispondente al salto di pressione fra $O\,P_a$, e l'ordinata relativa all'ascissa che si considera.

Nel dividere fra le varie coppie di ruote, che costituiscono le turbine del secondo gruppo, il lavoro motore si possono seguire due strade principali: si può dividere l'ascissa massima

$P_b\, m$ in un numero di parti, eguale al numero delle coppie di ruote, ed eguali fra loro, e cioè fare in modo che ogni coppia sviluppi lo stesso lavoro, oppure si può dividere, in un numero eguale di parti, l'ordinata $P_b\, P_a$, e costruire cioè la turbina in modo che ognuna delle coppie utilizzi un salto di pressione eguale.

Fra queste due vie semplici nel concetto, e la prima anche nel calcolo, altre se ne possono seguire, si può ad esempio dividere l'ascissa $P_b\, m$ in un certo numero di parti, eguale o disuguale, e ciascuna di esse in un numero di parti diverso, e vedremo più innanzi che necessità costruttive impongono appunto questa strada.

Ma, comunque si faccia la divisione, è evidente che si può costruire la turbina in modo che nelle varie coppie il salto di pressione disponibile venga utilizzato o per reazione, con diverso grado di reazione, o per azione, o in alcune coppie per reazione, in altre per azione.

§ 2. — *Turbine a reazione assiali.* Se ogni salto minore è utilizzato per reazione, la costruzione generale, indicata nel capitolo IX, § 1, può essere applicata a determinare gli elementi cinematici di ogni coppia, che naturalmente risultano identici per tutte le coppie, se il lavoro sviluppato da ognuna di esse è costante.

Evidentemente deve essere soddisfatta la seguente condizione geometrica: la direzione delle pale dei vari distributori, all'ingresso dell'aeriforme, deve essere eguale a quella della velocità assoluta con la quale il vapore o il gas abbandonano la ruota precedente.

Una seconda condizione che la pratica può consigliare è la eguaglianza delle pale del distributore a quelle della ruota mobile: è evidente allora che si ha in ogni coppia:

$$\alpha = \gamma;$$
$$\beta = \delta;$$
$$c = w_2;$$
$$u = w_1.$$

Vediamo allora come si determinano i vari elementi geo-

metrici e cinematici comuni alle varie coppie, che formano un gruppo, supposto che esse sviluppino un eguale lavoro, quando siano fissati i seguenti elementi:

I - Il lavoro utilizzato da ogni coppia;
II - La velocità v_1 di massimo rendimento (*);
III - Il valore della velocità assoluta u.

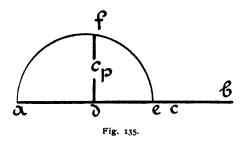



Fig. 135.

Data l'eguaglianza delle pale del distributore e della ruota mobile, è lecito supporre che le perdite nel primo siano eguali a quelle che si verificano nella ruota.

Il lavoro perduto in ogni coppia sia rappresentato (fig. 135) dalla lunghezza $b\,c$: se il peso di vapore consumato ad ogni secondo è di un chilogrammo, $b\,c$ rappresenta un'altezza in metri.

Sia del pari $a\,b$ l'altezza che corrisponde al lavoro disponibile per una qualsiasi delle coppie considerate; evidentemente essa non è altro che un tratto, una frazione, dell'ascissa $P_b\,m$ (fig. 134), presa in una diversa scala.

Il lavoro e quindi l'altezza utilizzata da ciascuna delle coppie è dunque dato dalla lunghezza $a\,c$.

L'espansione dell'aeriforme avviene evidentemente per metà nel distributore e per metà nella ruota mobile. Sia allora:

$$a\,d - \frac{1}{2}\,a\,c$$

(*) La scelta di v_1 a priori è imposta da necessità costruttive.

e si prenda:

$$de = 2g$$

descrivendo su ae una semicirconferenza. È allora df la velocità corrispondente all'altezza ad.

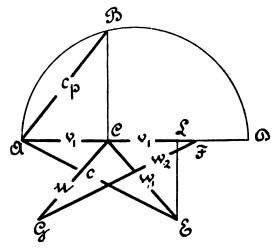



Fig. 136.

Si prenda ora (fig. 136):

$$AC = v_1$$
$$AB = df = c_p$$

e si descriva una semicirconferenza su AC passante per i punti A e B.

Si prenda:

$$CL = LD = \frac{1}{2} CD$$

e in L si abbassi la verticale LE di lunghezza tale che sia:

$$CE = u = w_1 \ .$$

Si ha tosto:

$$AE = \mathrm{c}$$
$$\widehat{CAE} = \alpha .$$

E se si porta CG simmetricamente a CE si ha:

$$GF = AE = w_2$$
$$\widehat{CFG} = \widehat{CAE} = \gamma .$$

Infatti si ha:

$$\overline{AE}^2 = \mathrm{c}^2 = v_1^2 + \overline{CL}^2 + 2v_1 . CL + \overline{LE}^2$$

e poichè:

$$\overline{BC}^2 = 2 . CL . v_1$$

e:

$$\overline{BC}^2 + v_1^2 = \mathrm{c}_p^2$$

si ha:

$$\mathrm{c}^2 = \mathrm{c}_p^2 + u^2$$

e quindi

$$\frac{\mathrm{c}^2}{2g} = \frac{\mathrm{c}_p^2}{2g} + \frac{u^2}{2g}.$$

Affinchè la costruzione ora esposta sia possibile deve essere:

$$CE = CG = u > CL.$$

Dalla figura 136 risulta anche che il valore di u può essere tanto più piccolo quanto maggiore è il valore di v_1. Il massimo valore di v_1 è evidentemente:

$$v_1 = \mathrm{c}_p$$

ed allora si ha:

$$\beta = \delta = 90.$$

Il minimo valore di v_1 dipende da quello di u e degli angoli β e δ: per uno stesso valore di u esso è minimo per

$$\alpha = \gamma = \beta = \delta = 0$$

condizione questa praticamente non realizzabile.

Il grado di reazione di ogni coppia è 0.5 qualunque sia il valore di v_1.

Importa che la lunghezza $b\,c$ (fig. 135), che rappresenta l'altezza perduta nel distributore e nella, ruota sia minima: è quindi necessario tenere più bassi possibili i valori di $\mathbf{c}$ e w_2 compatibilmente col valore di $\mathbf{c}_p$: le condizioni migliori si hanno quindi con:

$$\beta = \delta = 90^\circ$$
$$v_1 = \mathbf{c}_p$$

e per α e γ il valore minimo che condizioni costruttive possono permettere.

L'andamento delle pale del distributore e della ruota mobile risulta dalle figure 137 e 138 che rapprentano rispettivamente la 137 il caso di:

$$\beta = \delta < 90^\circ$$

la figura 138 quello di:

$$\beta = \delta = 90^\circ.$$

Nelle ruote della prima figura per uno stesso valore di $\mathbf{c}_p$ si ha un valore di v_1 minore ma certamente una perdita maggiore.

La dimensione radiale delle pale e dei canali deve variare da un distributore alla successiva ruota, da questa al successivo distributore, secondo una legge facilmente determinabile se si pensa

che, nelle coppie attraversate con la stessa velocità **c**, la larghezza

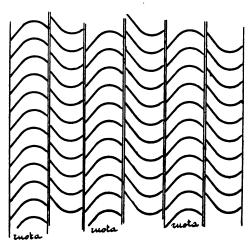



Fig. 137.

dei canali deve essere proporzionale al volume specifico del va-

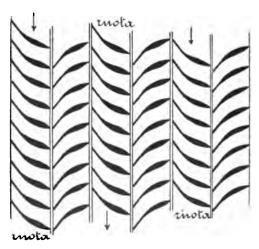



Fig. 138.

lore o del gas motore. Se in tutte le coppie il lavoro utilizzato è lo stesso la larghezza dei canali deve variare come le ascisse

della linea *a b* di espansione (fig. 134). Ma appunto perchè deve essere soddisfatta tale condizione non è possibile costruire praticamente una turbina che abbia le varie coppie utilizzanti lo stesso lavoro e quindi identici valori di c_p di v_1 e di c.

Un esempio può chiarire meglio la cosa:

Se una turbina a vapore, che lavora con condensazione e con un salto totale di pressione da 10 kg. a 0.1 cui, tenendo conto del titolo finale del vapore, corrispondono i due volumi specifici:

$$m.^3\ 0.196 \text{ e } m.^3\ 11,$$

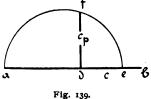
ha le pale del primo distributore larghe 10 mm., quelle dell'ultima ruota dovrebbero avere una larghezza di

$$10 \times \frac{11}{0.196} = 560 \text{ mm.}$$

§ 3. — *Turbine limiti.* In esse il grado di reazione delle varie coppie è il minimo possibile: l'aeriforme ha all'uscita dei vari distributori la sola pressione necessaria affinchè nelle varie ruote mobili si possa avere:

$$w_2 = w_1.$$

Fig. 139.

Se la lunghezza *a b* (fig. 139) rappresenta il lavoro teorico disponibile in ogni gruppo e per ogni chilogrammo di vapore o di gas, ed i due segmenti *b c* e *c d* rappresentano, rispettivamente, le altezze perdute nel distributore e nella ruota mobile, è *a d* la lunghezza che rappresenta l'altezza od il lavoro utile.

Se:

$$d e = 2 g$$

si ha:

$$d f = c_p.$$

In questo tipo di turbina non è possibile evidentemente costruire le pale della ruota mobile eguali a quelle del distributore, e di necessità occorre limitarsi a fissare l'eguaglianza della sezione di tutte le pale dei vari distributori da un lato e delle pale delle ruote mobili dall'altro tenendo in queste:

$$\beta = \gamma.$$

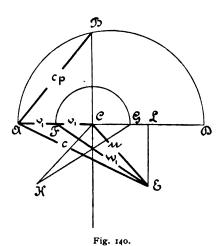



Fig. 140.

Il problema che ci proponiamo è quindi il seguente:
Fissati:

I - Il lavoro utile sviluppato da una coppia qualsiasi;
II - La velocità v_1 di massimo rendimento;
III - La velocità assoluta u;

e la condizione:

$$\beta = \gamma$$

determinare i valori di c, w_1, w_2, α e δ.
Si prenda (fig. 140)

$$A\,C = 2\,v_1$$

e sulla verticale innalzata dal punto C si segui il punto B prendendo:

$$AB = c_p.$$

Per i punti A e B e con centro sulla AC si faccia passare una semicirconferenza.

Si segni il punto L tale che sia:

$$CL = LD = \frac{1}{2} CD$$

e si porti:

$$CE = u.$$

Il triangolo AFE (F punto di mezzo di AC) è quello di ingresso nella ruota mobile, FCE quello di uscita da ribaltarsi attorno CB in CGK. È cioè:

$$AE = c$$
$$FE = w_1 = w_2$$
$$\widehat{FAE} = \alpha$$
$$\widehat{CFE} = \beta = \gamma.$$

si ha infatti dal triangolo AEL:

$$\overline{AE}^2 = 4 v_1^2 + \overline{CL}^2 + 4 v_1 \, CL + \overline{LE}^2$$

e poichè, dal triangolo CLE si ha:

$$\overline{CL}^2 + \overline{LE}^2 = u^2$$

e:

$$\overline{CB}^2 = 4 v_1 \cdot CL$$

si ottiene:

$$AE^2 = c^2 = 4 v_1^2 + u^2 + \overline{CB}^2$$

e infine, poichè:

$$4 v_1^2 + \overline{CB}^2 = \overline{c_p}^2$$

si ha appunto:

$$c^2 = c_p^2 + u^2 .$$

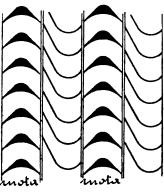



Fig. 141.

Il massimo valore, che si può assegnare a v_1, corrisponde al caso:

$$\delta = 90^0$$

e cioè:

$$v_1 = \frac{c_p}{2} .$$

In una turbina a reazione il valore di ad (fig. 135), ammessi eguali l'altezza totale perduta nel distributore e nella ruota mobile db, ed il lavoro disponibile ab, è metà di quello di una turbina del tipo limite. Ne consegue che il valore corrispondente di c_p è 0.71 di quello di una turbina limite e quindi che la velocità di massimo rendimento di tale tipo è 0.71 di quella di una turbina a reazione che funzioni nelle stesse condizioni.

La sezione dei canali del distributore e della ruota mobile di una turbina limite a ruote multiple può essere quella indicata dalla figura 141 se $\delta < 90^0$ e della figura 142 se $\delta = 90^0$.

Quanto alla larghezza (dimensione radiale) dei canali, essa varia da un distributore all'altro come le ascisse del tratto della curva di espansione corrispondente al gruppo di coppie considerate.

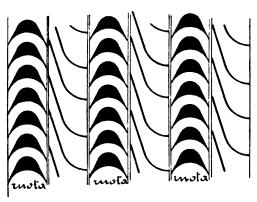



Fig. 142.

§ 4. — *Turbine ad azione.* Il grado di reazione delle varie coppie che compongono la turbina può essere nullo ed allora si ha (fig. 139):

$$c\,d = o$$

e quindi:

$$w_2 < w_1.$$

La costruzione indicata nella figura 140 non può essere adottata in questo caso se, come la pratica costruttiva consiglia, si tiene per ogni ruota:

$$\beta = \gamma$$

e lo stesso valore per le varie ruote.

Conviene allora procedere inversamente e cioè fissare:

$$v_1\,;\ \beta\,;\ u \text{ e } \delta$$

e determinare il valore di c e di α e quindi quello di c_p e del lavoro teorico disponibile per ogni ruota.

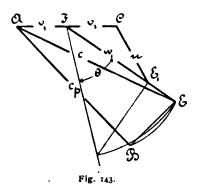



Fig. 143.

Sia allora (fig. 143):

$$F C = v_1$$
$$\widehat{C F E_1} = \gamma$$
$$C E_1 = u$$

e quindi:

$$F E_1 = w_2 \, .$$

Costruendo sulla $F E$, l'angolo θ il cui valore, come si è veduto al § 2 del cap. IX, dipende dall'altezza perduta entro la ruota mobile, si ottiene facilmente:

$$F E = w_1$$

e quindi:

$$A E = \mathrm{c}.$$

Se allora si descrive sulla $A E$ una semicirconferenza e si porta:

$$E B = u$$

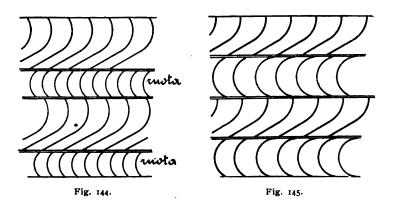
si ha:

$$A\,B = c_p.$$

Se allora si porta (fig. 139)

$$d\,f = c_p,$$
$$d\,e = 2\,g$$

e dai punti e ed f si fa passare una semicirconferenza con centro

Fig. 144. Fig. 145.

su $d\,e$, si ha in $a\,d$ l'altezza effettiva e, portando $d\,b$ eguale all'altezza perduta entro il distributore, in $a\,b$ l'altezza teorica, o, per ogni Kg. di aeriforme, il lavoro teorico disponibile nella coppia considerata.

La sezione dei canali dei successivi distributori e delle successive ruote è quella indicata nella figura 144 se:

$$\delta < 90^{\circ}$$

e nella figura 145 se:

$$\delta = 90^{\circ}.$$

È ovvio che la pressione dell'aeriforme motore in tali turbine è identica sulle due faccie delle varie ruote variando s'intende, da ruota a ruota.

§ 5. — *Turbine radiali*. Se la turbina è del tipo radiale i valori di v_1 e di v_2 sono diversi e le condizioni di eguaglianza fra le pale dei vari distributori e quelle delle varie ruote nelle turbine a reazione, o dei vari distributori da un lato e delle ruote dall'altro nelle turbine limiti o ad azione, complicano molto il calcolo grafico dei vari tipi.

Osserviamo che se nelle turbine a reazione si vogliono soddisfatte le condizioni

$$\alpha = \gamma;$$
$$\beta = \delta,$$

Fig. 146.

i due triangoli delle velocità all'ingresso ed all'uscita dalla ruota mobile devono essere simili (fig. 146).

Indichiamo con c_0 la velocità corrispondente all'altezza ef-

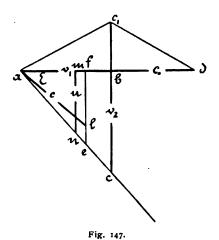



Fig. 147.

fettiva utilizzata da una coppia qualsiasi di una turbina a reazione, radiale, supponendo che ad ogni secondo attraverso ad essa passi un Kg. di vapore o di gas.

Supponiamo la turbina radiale centrifuga e poniamo (fig. 147)

$$\frac{v_2}{v_1} = \operatorname{tang} \varepsilon .$$

Se quindi:

$$a b = v_1$$

è:

$$b c = v_2 .$$

Se si porta v_2 da a in c_1 e si segna:

$$b d = c_o$$

si ha:

$$\overline{c_1 d}^2 = v_2^2 - v_1^2 + c_o^2 .$$

Se si porta:

$$a e = c_1 d ,$$

e da e si abbassa la perpendicolare alla af si ha:

$$\overline{af}^2 + \overline{fe}^2 = v_2^2 - v_1^2 + c_o^2$$

o anche, poichè:

$$f e = a f . tg\, \varepsilon$$

si ha:

$$\overline{af}^2 = \frac{v_2^2 - v_1^2 + c_o^2}{1 + \overline{tg}^2\, \varepsilon} .$$

Se:

$$m n = u$$

è:

$$a m = \frac{u}{tg\, \varepsilon}$$

e se:

$$fl = am$$

si ha:

$$\overline{al}^2 = \frac{v_2^2 - v_1^2 + c_o^2}{1 + \overline{tg\,\varepsilon}^2} + \frac{u^2}{\overline{tg\,\varepsilon}^2} = c^2$$

cioè al è la velocità con la quale l'aeriforme deve uscire dal distributore. Infatti rammentando che deve essere:

$$w_2^2 - w_1^2 = v_2^2 - v_1^2 + c_r^2$$
$$c^2 - u^2 = c_d^2$$

e che c_r, velocità corrispondente alla pressione che si trasforma nella ruota mobile, e c_d velocità corrispondente alla pressione che si trasforma in velocità nel distributore, sono legate dalla relazione:

$$c_r^2 + c_d^2 = c_o^2$$

e che:

$$w_2 = c\,tg\,\varepsilon \text{ (fig. 146)}$$
$$u = w_1\,tg\,\varepsilon$$

si arriva appunto al valore di c sopra indicato.

Il triangolo delle velocità all'ingresso della ruota mobile è quindi quello formato da:

$$ab = v_1;$$
$$al = c$$

ed

$$am = w_1.$$

Il triangolo delle velocità all'uscita, come si è osservato è simile a questo.

Nella coppia successiva si potranno ancora tenere eguali fra loro le palette del distributore e quelle della ruota mobile; ma non potranno essere eguali alle precedenti: varieranno, rispetto a queste, gli angoli, giacchè il valore di u della nuova coppia è quello della coppia precedente, ed il valore di v_1 e di v_2 è invece maggiore. Se inoltre si vuole che le pale abbiano la stessa altezza, varia per la nuova coppia, il valore dell'angolo ε.

Se per la nuova coppia i valori di c_0 e di u sono identici a quelli del gruppo precedente varia il valore di c.

Se invece si vuole tenere ancora lo stesso valore di c devesi di necessità variare quello di c_0 e cioè il lavoro sviluppato dalla nuova coppia.

Per una ragione o per l'altra, delle ora esposte, le pale delle varie coppie devono dunque avere un profilo diverso: e poichè il numero delle coppie non è piccolo si hanno delle costruzioni poco economiche, non facili da eseguire e si spiega quindi perchè il tipo radiale sia stato abbandonato.

§ 6. — *Turbine con distributore mobile.* La velocità di massimo rendimento di una turbina di qualsiasi tipo, può essere ridotta in un modo sensibilissimo ed al minimo alla metà dei valori minimi già veduti se, affrontando qualche difficoltà costruttiva, si fa muovere inversamente alla ruota il relativo distributore.

Le varie costruzioni grafiche precedentemente descritte valgono naturalmente anche in tal caso purchè dopo la costruzione, si divida la lunghezza, che rappresenta il valore di v_1, nelle due parti che corrispondono rispettivamente, alla velocità del distributore ed a quella della ruota mobile. La velocità periferica relativa del distributore e della ruota mobile rimane evidentemente la stessa.

Se ABC e BDC (fig. 148) rappresentano rispettivamente il triangolo delle velocità, all'ingresso ed all'uscita dalla ruota mobile, di una turbina a reazione, con grado medio di reazione, se distributore e ruota mobile girano in senso inverso con velocità eguale ed eguale ad:

$$AE = EB = \frac{1}{2} AB = \frac{1}{2} BD$$

si hanno quattro diagrammi e precisamente:

CBF - triangolo delle velocità all'ingresso nel distributore;
AEC - » » » all'uscita dal distributore;
EBC - » » » all'ingresso della ruota mobile;
CFD - » » » all'uscita dalla ruota mobile.

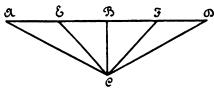



Fig. 148.

Se ABC e BDC (fig. 149) rappresentano rispettivamente il triangolo delle velocità, all'ingresso ed all'uscita dalla ruota

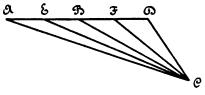



Fig. 149.

mobile di una turbina limite e se distributore e ruota mobile girano inversamente con eguale velocità

$$AE = EB = \frac{1}{2} AB$$

i quattro diagrammi ora mentovati sono rispettivamente

$$CDF \quad ; \quad AEC \quad ; \quad EBC \quad ; \quad BCF.$$

Ed infine per una turbina ad azione, nelle stesse condizioni, rispettivamente (fig. 150)

$$CDF \quad ; \quad AEC \quad ; \quad EBC \quad ; \quad B_1 FC$$

per tutti e tre i tipi è:

AC - la velocità relativa di uscita dell'aeriforme dal distributore;
EC - » » assoluta;
BC - » » relativa di ingresso nella ruota mobile;
CD - » » » di uscita nella turbina a reazione;
BC - » » » » » » » limite;
B_1C - » » » » » » » ad azione;
FC - » » assoluta di uscita dalla ruota mobile.

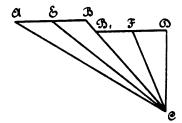



Fig. 150.

CAPITOLO XII

Le turbine a vapore d'acqua e le motrici a stantuffo.

§ 1. — *Il ciclo di Carnot.* Affinchè in un impianto motore a vapore con motrici a turbina od a stantuffo si compia un ciclo

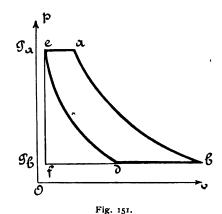



Fig. 151.

di Carnot, $abde$ (fig. 151) nel diagramma pv, $a_1\, b_1\, d_1\, e_1$ (figura 152) nel diagramma entropico, di massimo rendimento devono essere soddisfatte le seguenti condizioni:

I - La linea ab secondo la quale avviene l'espansione del vapore deve essere una linea adiabata.

II - Devono essere esattamente $O\,P_a$ ed $O\,P_b$ rispettivamente la pressione in caldaia e nel condensatore.

III - La linea *e d*, secondo la quale si comprime il vapore che si manda in caldaia, deve pure essere un'adiabata. $P_a e$ è il volume di líquido corrispondente a quello $P_a a$ di vapore.

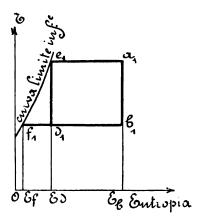



Fig. 152.

Le aree $P_a a b P_b$ (fig. 151) e $P_a e d P_b$ rappresentano rispettivamente il lavoro sviluppato dalla motrice e quello assorbito dalla pompa di alimentazione funzionante nelle condizioni sopra esposte. Il rendimento termico del ciclo è dato (fig. 152) dal rapporto:

$$\frac{a_1 b_1}{a_1 E_b}.$$

§ 2. — *Cause che variano l'andamento del ciclo comuni ai due tipi di motrici.*

Influenza del lavoro della pompa di alimentazione. — La pressione di scarico del vapore si forma praticamente con la sua trasformazione in liquido: all'uscita dal condensatore si ha cioè un volume $P_a e$ di acqua che, ammettendo di alimentare con l'acqua condensata liberata dell'olio, viene compresso, a volume costante, secondo la linea *f e*.

Il lavoro teorico disponibile aumenta ed è dato dall'area:

$$e\,a\,b\,f$$

nel diagramma $p\,v$; dall'area:

$$\frac{e_1\,a_1\,b_1\,f_1}{A}$$

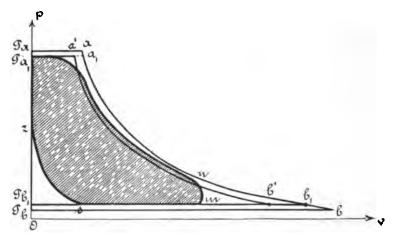



Fig. 153.

(fig. 152) nel diagramma entropico.

Il rendimento termico però diminuisce; il rendimento termico del nuovo ciclo è dato infatti (fig. 152) dal rapporto:

$$\frac{\text{area } e_1\,a_1\,b_1\,f_1}{\text{area } e_1\,a_1\,E_b\,E_f\,f_1}.$$

Rappresentiamo ora in tre figure (153-155) il diagramma che dà il lavoro teorico disponibile rispettivamente in una motrice a stantuffo (fig. 153), in una turbina a reazione a ruote multiple (fig. 154), ed in una turbina ad azione del primo gruppo (fig. 155).

Se $a\,b$ è una linea adiabata, e $P_a\,a$ il volume di vapore am-

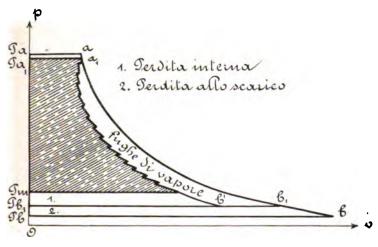
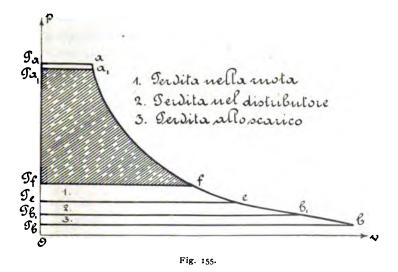



Fig. 154.

Fig. 155.

messo, nello stesso tempo, a ciascuna delle tre motrici, il lavoro teorico disponibile per ciascuna di esse è dato dall'area:

$$P_a\, a\, b\, P_b.$$

Come appare dalla figura 153 supponiamo che nella motrice a stantuffo lo spazio nocivo sia nullo.

Perdita di pressione iniziale. — La pressione iniziale del vapore, nelle turbine e nelle motrici a stantuffo, è sempre minore di quella che si ha in caldaia: la perdita di pressione si può supporre eguale nelle tre motrici e data da:

$$P_a \, P_{a_1}.$$

Per tutte il lavoro disponibile diminuisce quindi dell'area:

$$P_a \, a \, a_1 \, P_{a_1}.$$

Perdite al condensatore. — Tanto nelle motrici a stantuffo che in quelle a turbina, il vapore si scarica dalla macchina con una velocità, che nelle turbine è molto superiore a quella delle motrici a stantuffo. In queste il vapore deve avere entro il cilindro, nella fase di scarico, una pressione di pochissimo superiore a quella del condensatore, e precisamente del quantitativo necessario affinchè il vapore scaricandosi possa acquistare la velocità di 30-50 metri consigliata dalla pratica.

Se $O \, P_{b_1}$ è la pressione necessaria nel cilindro, l'area:

$$P_{b_1} \, b_1 \, b \, P_b$$

rappresenta pure un lavoro perduto (fig. 153).

Per le motrici a turbina si può supporre che, per dare al vapore la velocità assoluta di scarico, occorra un salto di pressione:

$$O \, P_{b_1} - O \, P_b$$

e che quindi si perda il lavoro utile dato dall'area:

$$P_{b_1} b_1 \, b \, P_b \text{ (fig. 154 e 155).}$$

Evidentemente è:

$$\text{area } P_{b_1} \, b_1 \, b \, P_b \text{ (fig. 154 e 155)} > \text{area } P_{b_1} \, b_1 \, b \, P_b \text{ (fig. 153)}.$$

Il lavoro disponibile nei vari tipi di motrice viene quindi ridotto, per le perdite comuni ai tre tipi, all'area:

$$P_{a_1}\, a_1\, b_1\, P_{b_1}.$$

Perdite per calore trasmesso. Se la motrice a stantuffo è munita di camicia di vapore il calore è irradiato all'esterno da questa, dal fondo del cilindro o dei cilindri, è trasmesso per conduzione alle altre parti della macchina. Se non è munita di camicia di vapore la trasmissione, in tal caso più dannosa, avverrà direttamente dalle pareti del cilindro. Si stabilirà anzi uno stato di regime: il calore perduto equivarrà ad un volume di vapore che si condensa dato da $a^1\, a_1$ (fig. 153) e si avrà una curva di espansione $a^1\, b^1$ ed un lavoro perduto dato dall'area:

$$a^1\, a_1\, b_1\, b^1.$$

In una turbina a vapore del secondo gruppo si avranno pure delle perdite per irradiazione ma saranno meno sensibili perchè nel fatto il vapore ha la temperatura iniziale solo nel primo distributore; dopo questo la temperatura si abbassa gradatamente fino ad arrivare a quella del condensatore; in secondo luogo, per grandi potenze specialmente, la superficie irradiante di una turbina è sensibilmente minore di quella di una motrice a stantuffo. In una turbina del primo gruppo si può senz'altro ammettere trascurabile la perdita per irradiazione.

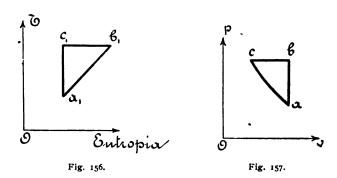
Fughe di vapore. — Esistono, in piccola misura, nelle motrici a stantuffo per la tenuta non perfetta degli organi di ammissione; non si hanno nelle turbine ad azione del primo gruppo, sono sensibilissime nelle turbine a reazione del secondo.

In queste ultime l'espansione avverrà, tenendo anche conto dell'irradiazione di calore, secondo una linea $a_1\, b^1$ ed il lavoro perduto sarà rappresentato dall'area:

$$a_1\, b_1\, b^1.$$

§ 3. — ***Perdite che si hanno nelle motrici a stantuffo e non nelle turbine a vapore.***

Espansione incompleta. — In una motrice a stantuffo l'espansione non può mai avvenire completamente fino alla pressione $O P_{b_1}$ per ragioni che si suppongono note, ma si arresta in corrispondenza ad un'ascissa $P_{b_1} m$ ed il lavoro utile viene quindi diminuito dell'area triangolare compresa fra l'ordinata passante per il punto m, il prolungamento di $P_{b_1} m$ e la linea di espansione.

Fig. 156. Fig. 157.

Spazio nocivo. — La presenza dello spazio nocivo è la causa di perdita maggiore nelle motrici a stantuffo. È noto che per neutralizzare la sua influenza nociva, alla fase di scarico si fa seguire una fase di compressione, che dovrebbe avvenire adiabaticamente, allo scopo di portare il vapore, racchiuso nello spazio nocivo, alla pressione ed al titolo di quello che entra nel cilindro nella fase di ammissione.

Ma, per ragioni che non è qui il caso di ricordare, la compressione non si spinge mai a raggiungere la pressione iniziale e quindi si ha sempre una perdita di lavoro utile, data dall'area racchiusa dal ciclo, che il vapore compie, nello spazio nocivo, per portarsi (fig. 156-157), a volume costante, dalla pressione finale di compressione a quella iniziale, fase $a\, b$ nel diagramma $p\, v$ e $a_1\, b_1$ nell'entropico; indi, a temperatura costante, al titolo che il vapore ha nella fase di ammissione, linea $b\, c$ nel diagramma

$p\,v$, $b_1\,c_1$ nell'entropico; e quindi, espandersi adiabaticamente secondo la linea $c\,a$ nel diagramma $p\,v$, $c_1\,a_1$ nell'entropico.

Il lavoro utile sviluppato nel cilindro diminuisce dunque del lavoro corrispondente all'area $a\,b\,c$ che supponiamo di trasportare, capovolta nella $P_{b_1}\,s\,z$ della figura 153.

Scambi di calore. — È noto che il consumo di vapore, per cavallo indicato e per ora, viene molto diminuito nelle motrici a stantuffo, dalla presenza della camicia di vapore. Nel funzionamento di una motrice a stantuffo che ne sia fornita, si stabilisce un regime periodico, con periodi formati di fasi diverse, fra l'inviluppo ed il vapore che agisce nel cilindro.

Le fasi del ciclo, che il vapore svolge nel cilindro, non avvengono però più nelle condizioni di massimo rendimento, specialmente l'espansione e la compressione non avvengono più adiabaticamente, ma in compenso diminuiscono grandemente le condensazioni interne.

Si può ammettere che, anzichè secondo la linea $a^1\,b^1$, l'espansione del vapore avvenga secondo la $a^1\,n$: l'area racchiusa fra questa e la $a^1\,b^1$, rappresenterebbe l'influenza benefica della camicia di vapore.

Nelle migliori condizioni dunque il lavoro teorico disponibile, dato dall'area $P_a\,a\,b\,P_b$, per effetto delle cause sopra accennate, per effetto anche degli inevitabili strozzamenti che il vapore subisce nel periodo di chiusura degli organi di ammissione, si riduce a quello dato dall'area tratteggiata della fig. 152 non tenendo conto, beninteso, della rankinizzione che ha luogo nei varii cilindri e delle perdite conseguenti.

§ 4. — *Perdite che si hanno nelle turbine e non nelle macchine a vapore.*

Alla perdita di lavoro utile, abbastanza sensibile, che si ha nelle turbine a vapore, per effetto della velocità assoluta residua del vapore, devesi aggiungere il lavoro perduto per attriti, urti, cambiamenti bruschi di direzione.

Tale perdita, vedremo più innanzi, non è la stessa per tutti i tipi ed è minima nelle turbine a reazione del secondo gruppo.

In base a risultati sperimentali abbiamo segnato, con grande

approssimazione nelle figure 154 e 155 rispettivamente l'area del diagramma utile che, per effetto di tali resistenze, viene perduta nelle turbine a reazione del secondo gruppo: (fig. 154)

area $P_m m\, b^1\, P_{b^1}$

e ad azione del primo gruppo (fig. 155)

aree $P_f f\, e\, P_e$ e $P_e\, e\, b_1\, P_{b_1}$.

Le aree utili, che rappresentano cioè il lavoro indicato disponibile si riducono quindi rispettivamente alle

$P_{a_1}\, a_1\, m\, P_m$ e $P_{a_1}\, a_1 f\, P_f$

tratteggiate per maggiore evidenza.

§ 5. — *Confronto dei vari diagrammi — rendimento organico.* Se si confrontano fra loro le tre aree tratteggiate delle figure 153, 154 e 155, è facile vedere che esse si seguono in ordine di grandezza decrescente: il lavoro indicato sviluppato da uno stesso peso di vapore ammesso è cioè maggiore in una motrice a stantuffo, e quindi il consumo di vapore per cavallo indicato e per ora, è in questa minore che in una turbina a vapore.

Ma il confronto va fatto evidentemente sul lavoro effettivo sviluppato, tenendo conto cioè del rendimento organico che è del 0.88 al massimo in una motrice a stantuffo, superiore al 0.93 in una turbina. Vanno dunque paragonate fra loro le aree che sono rispettivamente:

1) 0.88 area $P_{a_1}\, a_1\, n\, m\, s\, z$ (fig. 153)
2) 0.95 » $P_{a_1}\, a_1\, m\, P_m$ (fig. 154)
3) 0.93 » $P_{a_1}\, a_1 f\, P_f$ (fig. 155).

I risultati sperimentali in gran copia citati nella terza parte del presente lavoro dimostrano:

a) Che per potenze molto inferiori ai 1500 cavalli l'area *1)* è sensibilmente maggiore delle *2)* e *3)*;

b) Che mano mano che la potenza della macchina aumenta avvicinandosi ai 1500 cavalli la differenza fra l'area *1)* e le *2)* e *3)* diminuisce in modo sensibile;

c) Che per potenze superiori ai 1500 HP le due aree sono pressochè eguali;

d) Che per potenze superiori ai 1500 HP le aree *2)* e *3)* divengono maggiori della *1)*.

§ 6. — *Influenza del surriscaldamento nei due tipi di motrici a stantuffo ed a turbina.*

Dei vantaggi del surriscaldamento dal punto di vista termico si è già trattato nel § 6 del Capitolo 3.

Il surriscaldamento a pressione costante, che di necessità si eseguisce in pratica, non è una fase del ciclo di Carnot a rendimento massimo, ma il rendimento termico del nuovo ciclo è superiore a quello di un ciclo svolto con vapore saturo fra le stesse pressioni.

Ma con l'impiego del vapore surriscaldato non solo si migliora il ciclo relativo all'insieme dell'impianto a vapore; ma anche, e in modo sensibile, il ciclo svolto nel cilindro della motrice a stantuffo.

Il ciclo teorico svolto, con lo stesso peso di vapore surriscaldato, nel cilindro di una macchina a stantuffo, ha un'area maggiore della $P_a\, a\, b\, P_b$ (fig. 153), perchè il volume specifico del vapore surriscaldato è maggiore di quello del vapore saturo e quindi la lunghezza $P_a\, a$, volume corrispondente al peso di vapore ammesso è maggiore. Il consumo di vapore per cavallo indicato è cioè minore ma non solamente per la causa ora accennata, ma anche perchè adoperando vapore surriscaldato aumenta il rapporto fra l'area ridotta $P_{a_1}\, a_1\, n\, m\, s\, z$ e quella teorica $P_a\, a\, b\, P_b$.

Il vapore surriscaldato diminuisce infatti in modo grandissimo gli scambi di calore entro il cilindro od i cilindri della macchina, diminuisce le condensazioni in essi e specialmente nelle camicie di vapore: il vapore surriscaldato tende a comportarsi come un gas e quindi quanto maggiore è il surriscaldamento tanto più esso diviene cattivo conduttore del calore.

Nelle tabelle seguenti raccogliamo alcune cifre relative ai risultati di esperienze eseguite in America dal prof. A. Ewing, su una motrice della casa Easton & C., dal prof. Schröter sopra una motrice della casa Van de Kerchove.

Nella motrice compound a due cilindri esperimentata dal prof. Ewing il vapore arrivava alla motrice alla temperatura di 400° e lo si adoperava per surriscaldare il vapore nel *receiver:* la sua temperatura si riduceva così a 300° e con essa entrava nel cilindro ad alta pressione (*).

I risultati delle esperienze sono i seguenti:

Potenza indicata HP	312	239	175
KW al quadro	190	143	97
Vapore per HPi-ora Kg.	4.26	4.08	4.30
» » KW » »	**6.98**	**6.80**	**7.80**
Pressione iniziale nella motrice Kg. per centimetro quadrato . . .	9.5	9.6	9.8
Temperatura del vapore prima del receiver	391°	390°	405°
Temperatura del vapore dopo il receiver	290°	310°	319°

Le esperienze del prof. Schröter vennero eseguite con vapore saturo, surriscaldato a temperatura costante, surriscaldato a temperature variabili e diedero i seguenti risultati (**):

Esperienze con vapore saturo.

Potenza indicata HP . .	312.17	273.02	219.03	167.65	116.77
Consumo di vapore per HPi-ora Kg.	**6.09**	**5.72**	**5.47**	**5.28**	**5.37**
Temperatura del vapore .	180°.7	180°.1	180°.3	178°.7	178°.9

Esperienze con vapore surriscaldato.

Potenza indicata HP . .	314.22	268.84	220.24	167.65	119.36
Consumo di vapore per HPi-ora Kg.	**4.86**	**4.65**	**4.16**	**4.34**	**4.31**
Temperatura iniziale del vapore	299°.6	305°.8	306°.4	304°.3	304°.6
Pressione assoluta Kg. per cm²	10.4	10.4	10.5	10.2	10.3
Surriscaldamento centigr. .	119.1	125.1	125.5	124.4	124.4
Economia di vapore % rispetto al consumo con vapore saturo. . . .	17.0	17.6	23	17.8	20

(*) La motrice accoppiata direttamente ad un generatore elettrico faceva 140 giri al minuto; i diametri dei due cilindri erano rispettivamente di 382 e 610 mm., la corsa di 710, distribuzione a valvole per il cilindro ad alta, Corliss per quello a bassa pressione.

(**) Era una motrice compound con distribuzione a valvole: diametri dei cilindri 325 e 850 mm., corsa 850 mm., giri 125.

Surriscaldamento variabile.

Potenza indicata HP . .	222.87	223.90	220.29	219.75	214.06
Consumo di vapore per HP-ora Kg.	**5.25**	**4.99**	**4.84**	**4.45**	**4.03**
Temperatura iniziale del vapore	204.3	233.6	263.9	303.1	352.8
Pressione assoluta in Kg. per cm².	10.2	10	10.1	10.3	10.3
Surriscaldamento centigr. .	24.4	54.3	84.3	122.9	172.7
Economia di vapore °/₀ . .	4	8.8	11.6	18.4	26.4

In cifra tonda, e come confermano altri dati recentissimi che possediamo e relativi a motrici Tosi, l'economia di vapore sarebbe dunque dell'1 °/₀ ogni *sei* gradi di surriscaldamento.

Nelle turbine a vapore l'influenza del surriscaldamento si fa sentire nella stessa misura, per quanto il tipo di turbina abbia qualche importanza nell'economia stessa.

Ma notiamo subito che appunto perchè nelle turbine il vapore non viene a contatto con superfici lubrificate, il surriscaldamento in esse, specialmente in quelle ad azione, può spingersi di più.

Le esperienze del prof. Weber sopra una Parsons di 500 HP (*) hanno dato per un surriscaldamento di 41°.4 una economia di vapore del 6 °/₀ a pieno carico e del 7 °/₀ a mezzo carico e cioè:

1 °/₀ di economia per 6.9° di surriscaldamento a pieno carico
1 °/₀ » » » 5.8° » » » ½ »

Nelle turbine di Elberfeld, destinate a divenire classiche nella storia di tali motrici, l'economia constatata fu dell'1 °/₀ ogni 6° di surriscaldamento.

Esperienze eseguite in America sopra una turbina Curtis di 800 HP hanno dato invece una economia dell'1 °/₀ ogni 5° di surriscaldamento.

Ed infine esperienze del prof. Lewicki sopra una turbina ad azione Laval di 50 HP senza condensazione hanno dato, per

(*) Costruita dalla Casa Brown-Boveri & C. di Baden per le Tschöpelner Werke. — Velocità 3000 giri al primo.

335° di surriscaldamento a pieno ed a mezzo carico un'economia dell'1 % ogni 9° di surriscaldamento.

Osserviamo intanto che l'economia dell'1 % ogni 6° di surriscaldamento è leggermente superiore al valore teorico che si ricava confrontando due diagrammi teorici, anologhi a quello $P_a\ a\ b\ P_b$ della figura 153, svolti con lo stesso peso di vapore saturo e di vapore surriscaldato; ora se si pensa che una turbina costruita per funzionare con vapore saturo non può funzionare nelle condizioni di massimo rendimento con vapore surriscaldato, se la velocità è la stessa, si comprende che i confronti, almeno per le turbine, non dovrebbero farsi in base ad esperienze eseguite sulla stessa macchina, ma su due tipi costruiti per funzionare con lo stesso salto di pressione ma uno con vapore surriscaldato e l'altro con vapore saturo. Si troverebbe allora una economia di vapore ancora più sensibile dovuta, per tutti i tipi di turbina, alla minore perdita per l'attrito del vapore nei canali sia dei distributori che delle ruote; per le turbine ad azione specialmente, alla minore resistenza che la parte mobile incontra nel suo movimento.

§ 7. — *Vantaggi e svantaggi dei motori a turbina rispetto ai motori a stantuffo.*

Velocità. — Un appunto, che i tecnici timorosi fanno alle turbine a vapore, è quello di compiere un numero di giri elevatissimo. Certamente, rispetto ai 100 giri delle motrici orizzontali con distribuzione a valvole, ai 200-250 delle motrici verticali a grande velocità, i 1260-3000 giri delle turbine a vapore rappresentano una cifra che può impressionare, momentaneamente, chi non pensa ai mezzi di cui dispone oggi la meccanica. Certo tali velocità non si prestano al comando diretto di trasmissioni che si muovono a 150-200 giri, ma rammentiamo che le turbine, per ora, sono costruite per l'accoppiamento diretto con generatori elettrici che non presentano inconvenienti, s'intende se ben costruiti e calcolati, per la velocità elevata, e che il loro posto d'onore è per ora nelle centrali a vapore, o autonome o di riserva alle centrali idroelettriche.

L'accoppiamento coi generatori elettrici richiede alle turbine

a vapore una sola velocità, che è quella di massimo rendimento, e l'avere tali motori una sola di queste velocità non è uno svantaggio: nelle macchine a vapore può cambiarsi la velocità della motrice è vero, senza che il consumo unitario di vapore varî in modo molto sensibile, ma di tale larghezza oggi si approfitta nella trazione a vapore, dove le turbine sanno di non potere, almeno per ora entrare, per altre ragioni, e ben poco, nella marina dove invece, per altri vantaggi dei quali ora diremo, la turbina finirà in un prossimo avvenire a soppiantare completamente la motrice di Watt.

Peso. — Il peso delle motrici a turbina è di gran lunga inferiore a quello delle motrici a stantuffo orizzontali di pari potenza e le cifre che esponiamo confrontando una motrice a stantuffo con una turbina di potenza pressochè eguale installate nella centrale della Società Edison di Milano danno un'idea della differenza.

	Peso del gruppo	Peso per KW
Unità Sulzer da 1500 KW ed alternatore Brown	Tonn. 220	Kg. 146
Turbo alternatore Brown-Parsons di 2000 KW	» 115	» 57.5
Peso per KW della sola motrice a stantuffo, escluso il volano		Kg. 113.5
Peso per KW della turbina Parsons . . .		» 35.—

In generale il peso dei turbo-alternatori varia dai 50 Kg. per KW, con potenze da 100 a 200 KW ai 20 Kg. per potenze da 6000 a 12000 KW.

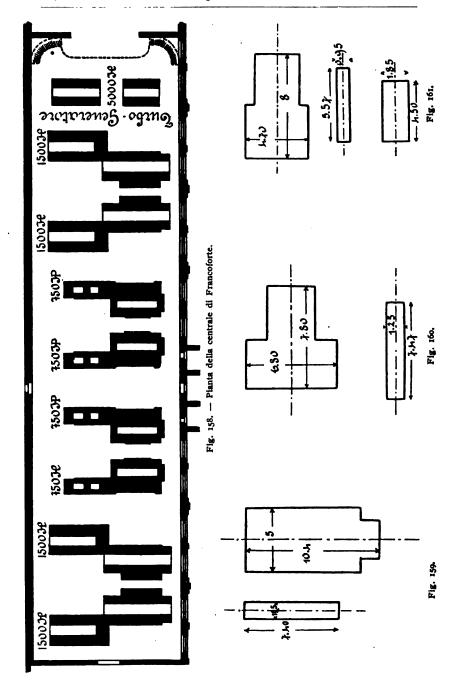
Con motrici a stantuffo orizzontali e distribuzione a valvole ordinarie siamo ben lontani da tali cifre.

La distanza però diminuisce in modo sensibile per motrici verticali veloci e orizzontali con distribuzioni a valvole speciali (Lentz-Colmann) che permettono di girare a 125-150 giri.

Fig. 158. — Pianta della centrale di Francoforte.

Fig. 159.

Fig. 160.

Fig. 161.

Spazio occupato. — Lo spazio richiesto dalle turbine a vapore è pure molto più piccolo di quello occupato dalle motrici a stantuffo, di pari potenza, sia verticali che orizzontali.

La fig. 158 rappresenta in pianta la centrale della città di Francoforte e non ha bisogno di molti schiarimenti.

Le figure 159 a 161 rappresentano rispettivamente: la prima lo spazio occupato da un turbo-alternatore Parsons di 400 KW (2880 giri) e da una motrice orizzontale, a stantuffo, di 200 HP nella centrale dei sigg. Kiener & C. a Colmar; la seconda lo spazio occupato in pianta da un turbo-alternatore Parsons di 435 KW (3000 giri), e da una motrice a stantuffo verticale di 500 HP nella centrale di Lennewerke; la terza lo spazio occupato ancora da un turbo-alternatore Parsons di 180 KW (3000 giri), e da una motrice verticale di 360 HP della centrale a servizio dei tram di Heidelberg e lo spazio occupato da un gruppo De Laval di pari potenza.

Con le dimensioni varia anche l'entità del volume di muratura richiesto dalle fondazioni: la fig. 162 indica, forse un po' esageratamente, come stanno fra loro le fondazioni di un gruppo Westinghouse-Parsons di 5000 KW e di una motrice Corliss di eguale potenza.

Consumo di olio. — È noto quale influenza abbia, sul bilancio finanziario di una motrice, la quantità di olio che essa richiede: nelle macchine a stantuffo ordinarie le spese per la lubrificazione salgono almeno, e nelle migliori condizioni, al 5 % del costo del combustibile.

Nelle turbine a vapore tale consumo è dato dall'olio che si evapora nella lubrificazione dei cuscinetti dei sopporti, e le spese relative, nelle peggiori condizioni, sono del 2 % del costo del combustibile, con le piccole unità, del 0.5 % nelle unità grosse come dimostrano le cifre seguenti:

Il turbo-alternatore Brown-Parsons di Francoforte della potenza di 4500 HP consuma, per ogni ora di lavoro, 250 grammi di lubrificante; il turbo-alternatore Parsons di 750 HP (*) in

(*) Sigg. Schlieper & Baum-Elberfeld.

5600 ore di funzionamento ha consumato 400 litri di valvolina per la turbina e 200 litri d'olio per il condensatore.

Il vapore che si scarica dalla turbina e viene condensato

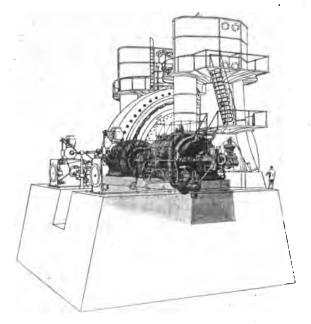



Fig. 162.

non contiene affatto dell'olio e l'acqua di condensazione può quindi essere impiegata direttamente per l'alimentazione delle caldaie.

Riversibilità. — La turbina a vapore non è riversibile come una motrice a stantuffo: e tale fatto, che non ha importanza alcuna in una centrale, ne assumerebbe invece una grandissima nella marina, se non si fossero già adottate delle disposizioni che neutralizzano completamente tale inconveniente: e che esso oggi non esista che nella fantasia di chi vede sempre una nave che ne investe un'altra o uno scoglio, lo provano le numerose applicazioni che il motore a turbina ha oggi in navi civili e da guerra; ma su esse ritorneremo brevemente verso la fine del presente lavoro.

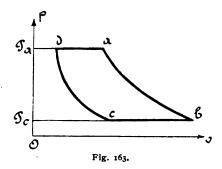
CAPITOLO XIII

Le turbine e le motrici a gas.

§ 1. — *Generalità.* — Come abbiamo premesso al § 1 del cap. IV i gas che possono espandersi in un motore a turbina sono oggi:

a) l'aria;

b) una miscela di questa e di gas generati dalla distillazione o dalla combustione di un combustibile qualsiasi.

Fig. 163.

Sono dunque due i tipi di turbina a gas che praticamente crediamo realizzabili e precisamente:

1° Turbine ad aria calda;

2° Turbine a miscela esplosiva.

§ 2. — *Turbine ad aria calda.* Il ciclo compiuto in queste turbine può essere identico a quello compiuto nella nota motrice ad aria calda di Ericson e rappresentato nella figura 163 col diagramma $p\,v$, nella figura 164 col diagramma entropico.

Un volume di aria $c P_c$ preso alla pressione atmosferica è compresso adiabaticamente (curva $c d$ nel diagramma $p v$, $c_1 d_1$ nell'entropico), o con una motrice a stantuffo o con un motore a turbina invertito (*), fino alla pressione $O P_a$, indi riscaldato a pressione costante fino ad una temperatura, che può essere la massima compatibile con il materiale che forma gli organi principali e più esposti della turbina, curva $d_1 a_1$ e retta $d a$, indi

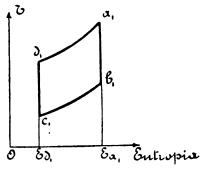



Fig. 164.

lasciato espandere adiabaticamente fino alla pressione $O P_c$ se è la stessa aria che circola, ad una pressione superiore, di necessità, se il compressore aspira dell'aria atmosferica.

Il lavoro utilizzato è dato dall'area $a b c d$, il calore trasformato in lavoro dall'area $a_1 b_1 c_1 d_1$ ed è:

$$\text{area } a b c d = \frac{1}{A} \text{ area } a_1 b_1 c_1 d_1 .$$

Il rendimento del ciclo $a_1 b_1 c_1 d_1$ non è massimo ma è ad ogni modo superiore a quello delle motrici a vapore a stantuffo: ora se si pensa che in una turbina ad aria calda, specialmente se ad azione, si possono raggiungere delle temperature molto elevate si comprende come per le turbine ad aria calda il rendi-

(*) Che potrebbe essere montato sull'asse stesso della turbina motrice, poco adatto però per forti pressioni.

mento termico possa essere superiore a quello di una motrice ad aria calda ordinaria.

Così ad esempio con le cifre del § 6, cap. VII si avrebbe un rendimento termico del 57 %.

Si può ammettere che il rendimento della turbina ad aria sia superiore di quello delle turbine a vapore per le perdite minori che si hanno per attrito e quindi ammetterlo del 60 %: si arriva allora ad un rendimento totale della turbina ad aria calda almeno eguale a quello delle motrici ad aria calda condizione questa che non può verificarsi, come si è già osservato nelle turbine a vapore.

A parità di condizioni, con un salto di temperatura e di pressione eguali evidentemente la motrice a turbina ad aria calda avrebbe un rendimento totale inferiore a quello di una motrice ad aria calda a stantuffo.

§ 3. — *Turbine a miscela esplosiva.* Il ciclo che si può compiere nelle turbine a miscela esplosiva non può essere sostanzialmente diverso da quello, in quattro tempi, che l'esperienza ha dimostrato da tempo essere il migliore per i motori a gas di qualunque specie. Senonchè è evidente che delle quattro fasi che compongono il ciclo e cioè:

a) Aspirazione nelle proporzioni migliori della miscela di aria e gas;

b) Compressione della stessa;

c) Esplosione ed espansione;

d) Scarico;

solo l'espansione e lo scarico possono compiersi nelle motrici a turbina o quanto meno negli organi essenziali che le compongono.

Le due prime fasi devono necessariamente effettuarsi a parte o con un compressore o con una turbina invertita che funzioni da macchina pneumofora.

La esplosione invece rappresenta una trasformazione a volume costante che potrà compiersi o nella turbina (nel solo distributore) o fuori di essa dipendentemente dal tipo di turbina adottato.

Il ciclo teorico che, date le fasi sopra accennate, corri-

sponde al massimo rendimento termico, è quello indicato nella figura 165 se:

I - La compressione *c d* avviene adiabaticamente;
II - L'esplosione *d a* avviene a volume costante;
III - L'espansione *a b* avviene adiabaticamente.

Se tanto nel motore a stantuffo, quanto in quello a turbina queste condizioni sono soddisfatte si ha per i due motori lo

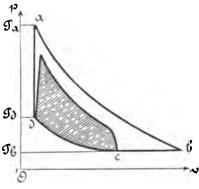



Fig. 165.

stesso rendimento termico. Importa quindi di vedere quali siano le differenze che le varie fasi possono presentare nei due tipi di motore che ci proponiamo di confrontare.

Il diagramma che, a mezzo dell'indicatore, si rileva nel cilindro dei motori a gas differisce sensibilmente dal ciclo teorico *a b c d* specialmente nella fase di esplosione ed espansione.

La fase di compressione, per quanto non si compia adiabaticamente, non presenta, rispetto la curva *c d*, differenze così rimarchevoli come si hanno invece nelle altre fasi, facciamo quindi solo notare che il rapporto fra l'area $d\,c\,P_b\,P_d$ ed il lavoro effettivamente speso nella compressione è maggiore in un motore a gas a quattro tempi che non in un compressore ordinario che mandi la miscela compressa in una camera di esplosione giacchè nel primo caso non si hanno valvole prementi e quindi perdite di carico attraverso ad esse.

La fase di esplosione non avviene a volume costante per il moto dello stantuffo e non si arriva alla pressione e quindi alla temperatura teorica corrispondente al punto *a* del diagramma teorico, temperatura di circa 1400°, perchè il cilindro non può sopportare una temperatura media troppo elevata e quindi dell'acqua vi circola esternamente o è iniettata nel cilindro stesso nella fase di aspirazione. Con la circolazione di acqua esterna anche la curva di espansione si allontana in modo sensibilissimo dalla adiabata, con l'iniezione questo avviene meno ma varia però sensibilmente la fase di compressione che avviene allora con sottrazione delle calorie che servono a vaporizzare l'acqua iniettata.

Nel cilindro di un motore a gas l'espansione non può compiersi completamente e quindi di fronte al diagramma teorico *abcd* si ha un diagramma effettivo dato dall'area tratteggiata. Il rendimento teorico del ciclo *a b c d* che può essere del 55 °/₀ è nel fatto, nel ciclo tratteggiato, e nelle migliori condizioni, del 23 °/₀ se con circolazione d'acqua e con una compressione molto forte (almeno 15 kg.), del 30 °/₀ se con iniezione d'acqua.

Il rapporto fra l'area tratteggiata e quella *a b c d* ha cioè il valore 0.5 circa.

Ora se si ammette nel motore a gas un rendimento organico dell'80 °/₀ è evidente che il lavoro effettivamente ottenuto è il 40 °/₀ di quello che il ciclo teorico *a b c d* mette a disposizione.

Vediamo ora in che modo il ciclo a quattro tempi può compiersi per una turbina a gas.

Sia *A* (fig. 166) il cilindro nel quale si effettua la compressione della miscela, nelle proporzioni volute, di aria a gas, sia *c d* la fase di compressione e $P_d\,d$ il volume compresso; è evidente che due soluzioni si presentano: o il volume $P_d\,d$ lo si manda in una capacità, dove la pressione è $O\,P_d$, e lo si fa esplodere e subire la trasformazione a volume costante *d a*, lasciando quindi espandere il volume $P_a\,a$ attraverso la turbina, oppure l'esplosione avviene già nel compressore, quando lo stantuffo si trova nella posizione indicata dalla figura, e la miscela esplosa viene ammessa a volume costante, nella turbina nella quale si espande secondo la

linea *a b*. In ambedue i casi devesi di necessità fare in modo che il gas arrivi sulla prima ruota ad una temperatura molto più bassa della iniziale facendolo espandere molto in un primo distributore. Ora è evidente che nel primo caso nella capacità *B* che precede il primo distributore (fig. 166) la pressione che al momento dell'esplosione è $O\,P_a$ si abbassa fino alla $O\,P_d$ giacchè

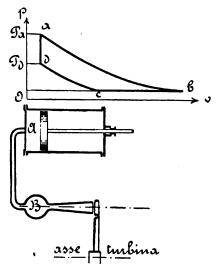



Fig. 166.

la miscela si espande, mantiene tale pressione durante l'ammissione della nuova miscela che deve esplodere e lo scarico dei prodotti della esplosione precedente per poi aumentare nella nuova esplosione e così di seguito. Avremo adunque dei periodi a pressione iniziale variabile da $O\,P_a$ ad $O\,P_d$ alternati con periodi a pressione iniziale costante $O\,P_d$.

La turbina potrà essere costruita per un salto di pressione intermedio con una certa velocità di massimo rendimento, ma certamente non si troverà in condizioni molto favorevoli dal punto di vista del rendimento.

Il diagramma rappresentante le velocità di efflusso in fun-

zione del tempo darebbe una linea come quella indicata nella figura 167.

Si avrebbero però i seguenti vantaggi:

I - Nella capacità *B* nella quale avviene l'esplosione non si muovono organi meccanici e si può quindi tollerare una temperatura media superiore a quella che si ha nei cilindri dei motori a gas quindi iniettare, nella fase di aspirazione del compressore, un peso di acqua minore ed avere quindi una perdita minore.

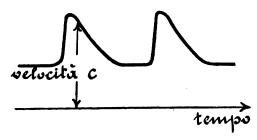



Fig. 167.

II - Espansione completa fino alla pressione $O\,P_b$ nella turbina. Tale vantaggio è comune a qualsiasi tipo di turbina a gas.

Il ciclo effettivo in tal caso e nelle condizioni suesposte avrebbe un'area almeno *0.78* del ciclo teorico e quindi, ammesso per la turbina un rendimento del 50 % ne risulterebbe che il lavoro effettivamente ottenuto è *0.390* del teorico disponibile.

Nel secondo caso invece il compressore va tenuto ad una temperatura almeno non superiore a quella tollerata nel cilindro di un motore a gas ed è chiaro che la quantità di acqua iniettata sarà maggiore che non nel caso precedente ma minore però di quella necessaria in un motore a gas.

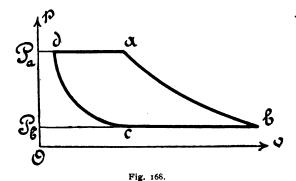
Il ciclo effettivo avrà un'area di circa *0.75* l'area del ciclo teorico, ed ammesso per la turbina che in tal caso si troverebbe sempre a funzionare nelle stesse condizioni di pressione iniziale, un rendimento totale del *0.6* si avrebbe un rapporto fra il la-

voro effettivo ottenuto sull'asse della turbina e quello teorico dato dall'area del ciclo *a b c d* di:

$$0.6 \times 0.75 = 45\ \%.$$

Una turbina a gas consumerebbe cioè meno di un motore a gas funzionante nelle stesse condizioni.

Ma nelle turbine a gas si può compiere evidentemente un altro ciclo, già adottato nelle vecchie motrici a gas, (Brayton,

Fig. 168.

Hargreaves, etc.) e certamente con maggiore successo che in queste, sempre per l'espansione completa che si ha nelle turbine. La miscela esplodente dopo la compressione viene fatta abbruciare; si ha una trasformazione a pressione costante, indi un'espansione successiva dei prodotti della combustione e quindi un ciclo come quello indicato dalla fig. 168.

Costruttivamente la turbina a gas non si presenta certamente molto semplice: la fase di compressione importa un complesso di organi meccanici paragonabile a quello che già si ha in un motore a gas ordinario e d'altra parte per ottenere delle compressioni preventive elevate l'impiego del compressore a stantuffo si presenta come la soluzione più semplice. Però se esso è costruito a doppio effetto e si aumenta la velocità dello stantuffo, il compressore risulta di dimensioni molto minori di quelle di un cilindro di un ordinario motore a gas.

Vantaggi grandissimi si avrebbero dovendo far funzionare varie turbine a gas contemporaneamente giacchè un unico compressore di dimensioni opportune potrebbe servire per tutte le motrici.

E quanto al costo d'impianto, se si pensa che il compressore può economicamente paragonarsi alla pompa d'aria dei condensatori delle turbine a vapore, è ovvio che un impianto di turbine a gas dovrebbe costare meno, sensibilmente meno di un impianto con turbine a vapore realizzando, rispetto al motore a gas a stantuffo, tutti i vantaggi che queste presentano sulle motrici a vapore.

CAPITOLO XIV

Il rendimento nelle turbine a vapore ed a gas.

§ 1. — *Rendimenti varii.* Diremo *rendimento totale di un impianto con turbo-motore a vapore od a gas* il rapporto fra le calorie corrispondenti al lavoro utile disponibile sull'asse della turbina, e le calorie corrispondenti al combustibile abbruciato per ottenerlo.

Diremo invece: *rendimento termico assoluto di una turbina a vapore* il rapporto che ha per numeratore:

$$A. \text{ area } P_{a_1}\, a_1\, m\, P_m \text{ (fig. 154)},$$

se la turbina è a reazione:

$$A. \text{ area } P_{a_1}\, a_1 f\, P_f \text{ (fig. 155)},$$

se la turbina è ad azione, e per denominatore le calorie somministrate al vapore consumato per ottenere quel lavoro indicato.

Interessa di conoscere specialmente il rendimento analogo a quello idràulico delle turbine idrauliche: diremo *rendimento relativo* di una turbina a vapore il rapporto:

$$\frac{\text{area } P_{a_1}\, a_1\, m\, P_m}{\text{area } P_{a_1}\, a_1\, b\, P_b},$$

(fig. 154) se la turbina è a reazione; il rapporto

$$\frac{\text{area } P_{a_1}\, a_1 f\, P_f}{\text{area } P_{a_1}\, a_1\, b\, P_b}$$

(fig. 155) se la turbina è ad azione.

Per le turbine a vapore ad azione del primo gruppo diremo *rendimento relativo del distributore* il rapporto (fig. 155):

$$\frac{\text{area } P_{a_1} a_1 b P_b - \text{area } P_e e b_1 P_{b_1}}{\text{area } P_{a_1} a_1 b P_b}.$$

Diremo invece *rendimento relativo della ruota mobile* il rapporto (fig. 155):

$$\frac{\text{area } P_{a_1} a_1 f P_f}{\text{area } P_{a_1} a_1 b P_b - \text{area } P_e e b_1 P_{b_1}}$$

o anche (§ 2 Capitolo X) il rapporto:

$$\frac{\overline{MP}^2}{\overline{NP}^2} = \cos^2 \varepsilon \text{ (fig. 169).}$$

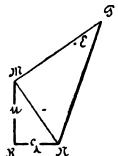



Fig. 169.

Diremo *rendimento organico* di una turbina e vapore il rapporto fra il lavoro disponibile sull'asse della turbina e l'una o l'altra delle aree $P_{a_1} a_1 m P_m$ e $P_{a_1} a_1 f P_f$ a seconda del tipo di turbina.

Diremo infine *rendimento totale* della turbina a vapore il rapporto fra il lavoro utile ottenuto sull'asse della turbina e quello teorico dato dall'area $P_{a_1} a_1 b P_b$: evidentemente esso è il prodotto dei due rendimenti relativo ed organico.

Per le turbine a gas le definizioni sono analoghe.

§ 2. — *Valori pratici del rendimento totale nelle turbine.* Il valore del rendimento totale nelle turbine a vapore è oggi ancora lontano dall'analogo delle turbine idrauliche; i rendimenti più elevati che si conoscono, come si rileva dai risultati sperimentati, non arrivano a 0.65 e le cause di tale valore basso sono dovute specialmente:

Per tutti i tipi di turbina a vapore, al valore molto elevato della velocità con la quale necessariamente il vapore deve abbandonare la turbina, velocità che non è mai minore di $\frac{1}{4}$ di quella che corrisponde all'intero salto di pressione, e quindi

il lavoro perduto solo per questa causa non è mai minore del 6.25 °/₀ spesso arriva al 10 °/₀.

Per le turbine ad azione del primo gruppo: alla perdita che si ha nel distributore valutata nel 10 °/₀ secondo il prof. Stodola, nel 5 °/₀ dal Delaporte; alle perdite entro la ruota mobile molto elevate e non mai minori del 20 °/₀.

Per le turbine ad azione del secondo gruppo: alle perdite che si hanno entro le ruote, specialmente le prime, e nei rispettivi distributori insieme non minori del 20 °/₀; ed al rendimento organico molto basso (0.88-0.90) delle prime ruote.

Per le turbine a reazione del secondo gruppo specialissimamente alle fughe di vapore.

Ma su tali perdite avremo occasione di ritornare passando in rassegna i varii tipi di turbine oggi sul mercato. Osserviamo che dal rendimento totale di una turbina è facile passare al consumo di vapore, per cavallo indicato e per ora, della turbina stessa.

Se con c_t si indica una lunghezza in metri tale che sia:

$$\frac{c_t^2}{2g} = \text{area } P_{a_1}\, a_1\, b\, P_b \text{ (fig. 154 e 155)}$$

i cavalli corrispondenti saranno:

$$\frac{1}{75}\,\frac{c_t^2}{2g},$$

ai quali corrisponde un consumo di 3600 Kg. di vapore all'ora e quindi, per cavallo teorico:

$$\frac{75 \times 3600 \times 2g}{c_t^2} = \left(\frac{2310}{c_t}\right)^2$$

e, indicando con η_t il rendimento totale della turbina, il consumo di vapore per cavallo effettivo-ora è dato in Kg. da:

$$\left(\frac{2310}{c_t}\right)^2 \cdot \frac{1}{\eta_t}.$$

Il valore di c_t si calcola col grafico della Tav. 2ª.

Nella tabella seguente indichiamo i consumi di vapore per cavallo effettivo e chilowatt e per ora corrispondenti ai vari valori del rendimento della turbina per due casi: vapore saturo con i seguenti valori delle pressioni estreme:

12 kg. e 0.1 kg. per cm.^{2}

e vapore surriscaldato di 100°:

Rendimento della turbina	Consumo vapore per			
	HPeff.		KW	
	saturo Kg.	surriscaldato Kg.	saturo Kg.	surriscaldato Kg.
1	3.75	3.10	5.10	4.20
0.9	4.12	3.45	5.60	4.65
0.8	4.70	3.85	6.40	5.25
0.7	5.35	4.40	7.25	6.—
0.6	6.25	5.17	8.45	7.—
0.5	7.50	6.20	10.20	8.40

Con le pressioni estreme:

14 Kg. e 0.05 Kg. per cm^2

e 100° di surriscaldamento si hanno invece i valori della tabella seguente:

Rendimento della turbina	Consumo di vapore per	
	HPeff. Kg.	KW Kg.
1	2.90	3.95
0.9	3.22	4.40
0.8	3.63	4.95
0.7	4.14	5.60
0.6	4.84	6.50
0.5	5.80	7.85

§ 3. — *Rendimento organico.* Il rendimento organico di un motore a turbina dipende essenzialmente dai seguenti elementi:

a) Dal lavoro d'attrito dei supporti che reggono e guidano l'asse della turbina;

b) Dal lavoro d'attrito fra la superficie della parte girante, e toccata dal fluido motore, e quest'ultimo;

c) Per turbine ad azione parziali dall'effetto ventilante delle pale;

d) Dal lavoro perduto nel comando degli organi regolatori ed altri indispensabili per il buon funzionamento della turbina;

e) Dal lavoro necessario al comando della pompa d'aria del condensatore se questa è comandata, caso eccezionale, direttamente.

Il lavoro d'attrito perduto nei cuscinetti si può valutare, con molta approssimazione, anche teoricamente giacchè le numerose esperienze specialmente dei proff. Striebeck e Lasche permettono di scegliere con molta esattezza il valore del coefficiente d'attrito (*).

Riesce invece molto difficile determinare teoricamente i lavori *b)* e *c)* ed è consigliabile di eseguire caso per caso esperienze accurate in proposito.

È ovvio intanto che il lavoro *b)* dipende dalla grandezza della superficie esposta a contatto col fluido, dalla velocità periferica della ruota e dal coefficiente d'attrito.

(*) Il coefficiente d'attrito varia, com'è noto, con la velocità, la temperatura e la pressione unitaria del perno sul cuscinetto. Per cuscinetti rivestiti di metallo bianco e lubrificati con olio da motori a gas e con una temperatura costante di 25° centigradi, per una velocità periferica del perno di metri 7.70 al secondo, si hanno i seguenti valori del coefficiente d'attrito:

Carico per mm² Kg.	Coefficiente.
0.22	0.013
0.125	0.016
0.1	0.019
0.05	0.034

La parte *c)* dipende dalla velocità della ruota, dalla dimensione e dal numero delle pale, dal loro orientamento e dalla densità del fluido nel quale la ruota gira; se la corona di palette si muove entro pareti che impediscono il movimento del fluido è intuitivo che il lavoro richiesto, a parità di altre condizioni, è certamente minore che non nel caso in cui ai canali compresi fra le pale possa accedere liberamente il fluido.

Le esperienze del prof. Lewicki e quelle del prof. Stodola confermano con cifre quanto si è ora affermato.

Le esperienze del prof. Lewicki sono relative ad una ruota tipo Laval avente un diametro (sulla periferia media delle pale) di 200 mm.; la dimensione radiale delle pale (larghezza) era di 18 mm., l'altezza di 10 mm.

La ruota comandata indirettamente con motore elettrico, (questo comandava l'ingranaggio elicoidale che dava il moto al pignone sul cui asse era montata la ruota) venne fatta girare nell'aria alla pressione atmosferica, nell'aria a pressione minore dell'atmosferica, nel vapore saturo asciutto, pure a pressione atmosferica e ad una pressione minore, indi nel vapore surriscaldato.

Per l'aria si sono avute le seguenti cifre:

Pressione	Giri della ruota	Cavalli assortiti compreso il lavoro dei premistoppa	Cavalli assortiti senza guarniz.ne nei premistoppa
atmosferica	20000	4.55	4.33
»	17620	3.33	
»	15650	2.51	
Kg. 0.895	20000	4.42	4.20* (*).

Il lavoro assorbito per la rotazione della stessa ruota nel vapore saturo asciutto è minore come rilevasi dalle cifre seguenti:

(*) Le cifre segnate con asterisco sono quelle dedotte supposto costante il lavoro assortito dai premistoppa.

Pressione	Giri della ruota	Cavalli assortiti compresa la guarnizione	Cavalli assortiti senza la guarnizione
atmosferica	20000	3.26	3.13
»	17660	2.25	»
»	15330	1.40	»
»	14850	1.34	»
Kg. 0.738	20000	2.73	2.60 *
» 0.602	»	2.08	1.95 *
» 0.453	»	1.68	1.55 *
» 0.400	»	1.51	1.38 *

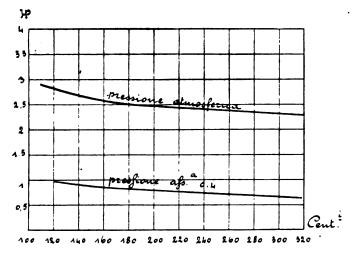
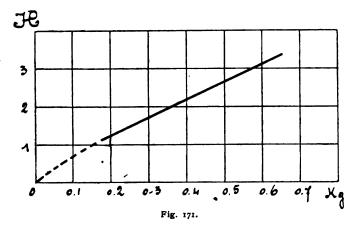



Fig. 170.

Infine nel grafico della fig. 170 sono tracciate le curve relative al lavoro assorbito dalla ruota e dalla guarnizione dei premistoppa alla velocità costante di 20000 giri ed a diverse temperature del vapore surriscaldato.

L'unica esperienza eseguita, a pressione minore dell'atmosferica, facendo girare la ruota nell'aria, non porterebbe a concludere chè il lavoro assorbito dalla rotazione, sia proporzionale alla densità del fluido; per la rotazione nel vapore d'acqua, si può invece concludere che *la proporzionalità*, *fra il lavoro as-*

sorbito e la densità del vapore alle varie pressioni, esiste con molta approssimazione. Nel grafico della fig. 171 sono presi ap-

Fig. 171.

punto, come ascisse, i pesi specifici del vapore saturo, alle varie pressioni minori dell'atmosferica, e per ordinate, i cavalli assor-

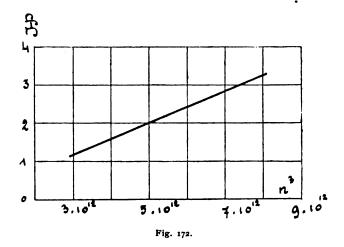



Fig. 172.

biti nella rotazione della ruota alla velocità costante di 20000 giri al primo.

Analogamente prendendo, come ascisse, (fig. 172) i cubi dei giri compiuti al minuto primo e, per ordinate, i cavalli assor-

biti si ottiene una retta che press'a poco passa per l'origine degli assi, e si può quindi affermare che: *il lavoro assorbito nella rotazione di un disco, munito alla periferia di pale, è proporzionale al cubo della velocità periferica.*

Le esperienze del prof. Stodola vennero eseguite su cinque ruote, di diametro diverso, munite di pale di varia dimensione

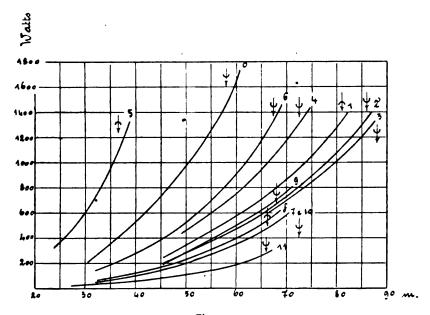



Fig. 173.

e in condizioni diverse, fatte girare o liberamente nell'aria o in un ambiente limitato alla pressione atmosferica.

Il grafico della figura 173 riassume i risultati delle varie esperienze; la tabella che segue chiarisce il significato delle varie curve ottenute prendendo come ascisse i valori della velocità periferica delle varie ruote, e come ordinate i watts assorbiti nella rotazione.

Vicino ad ogni curva è indicato, con un freccia ed una sezione di pala, il senso di rotazione della ruota rispetto alla concavità delle pale.

Curva N.°	Diametro ruota mm.	Pale Al-tezza mm.	Lar-ghezza mm.	passo mm.	OSSERVAZIONI
0	1265	25	55	12	libera
1	1265	25	55	12	con corona riportata larga 160 mm. chiusa con 6.5 mm. di giuoco
2	1265	25	55	12	idem, idem
3	1265	25	55	12	ruota tutta chiusa con 6.5 mm. di giuoco
4	940	25	27.5	16.3	ruota libera nell'aria
5	940	25	27.5	16.3	» » »
6	624	20	60	13.7	» » »
7	624	20	60	13.7	corona chiusa fra pareti con 4 mm. di giuoco
8	624	20	60	13.7	idem, idem
9	722	20	24.5	12.6	ruota libera nell'aria
10	545	20	20	12.3	» » »
11	545	20	20	12.3	corona chiusa con 4 mm. di giuoco

L'andamento delle curve tracciate nel grafico della fig. 173 la cui equazione si può scrivere, indicando con W i watts, con v_1 la velocità e a una costante,

$$W = a\, v_1^3$$

conferma le esperienze del Lewicki.

In base alle proprie esperienze ed a quelle del prof. Odell (*) su dischi di cartone compresso il prof. Stodola ha dato una formola con la quale si può, con una certa approssimazione calcolare il lavoro speso in cavalli dalla rotazione, nell'aria, di un disco munito di palette.

Indicando con D il diametro della ruota, con b la larghezza in centimetri delle pale, con v la velocità periferica esterna in

(*) *Engineering*, 1904, pag. 33.

metri, con k_1 e k_2 due coefficienti e con γ come al solito, il peso specifico dell'aria, in Kg. per m.^{3}, si ha il lavoro assorbito:

$$L = \left\{ k_1 D^{2.5} + k_2 b^{1.25} \right\} \left(\frac{v}{100} \right)^3 \gamma$$

e per le pale di 20-25 mm. di altezza e un passo di 12-15 mm. si hanno i seguenti valori:

$$k_1 = 3.14 \qquad k_2 = 0.42.$$

CAPITOLO XV

La parzializzazione delle turbine a vapore ed a gas velocità limite.

§ 1. — *La variazione del lavoro motore nelle turbine a vapore ed a gas.* Il lavoro resistente, che una turbina a vapore deve vincere, non può essere costantemente il massimo compatibile con la potenza della turbina, la quale deve quindi potere variare il lavoro motore, in relazione a quello resistente, soddi-

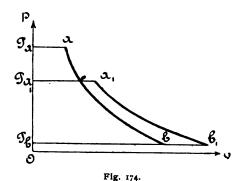



Fig. 174.

sfacendo principalmente alla condizione di avere un buon rendimento anche a carico ridotto.

Il lavoro indicato teorico sviluppato da 1 Kg. di vapore o di gas in una turbina è rappresentato dall'area $P_a\, a\, b\, P_b$ (fig. 174), se $P_a\, a$ è il volume specifico del vapore o del gas alla pressione $O\, P_a$. Esso può quindi variare principalmente seguendo due metodi e precisamente:

1.° Mantenendo costante l'area $P_a\, a\, b\, P_b$, ossia il lavoro sviluppato da un Kg. di aeriforme, col diminuire il peso di vapore o di gas ammesso ad ogni secondo;

2.° Variando la pressione $O\, P_a$, col variare insieme e l'area $P_a\, a\, b\, P_b$ ed il peso di vapore ammesso.

Non si può indifferentemente applicare l'uno o l'altro di questi metodi, ma, in relazione al tipo di turbina, devesi scegliere il più vantaggioso, quello che meglio soddisfa alla condizione di massimo rendimento.

Osserviamo subito che il primo metodo di parzializzazione richiede delle disposizioni meccaniche analoghe a quelle in uso nelle turbine idrauliche e che, se si possono costruttivamente affrontare nelle turbine del primo gruppo, non sono più applicabili a quelle del secondo, dove dovrebbesi contemporaneamente eseguire la parzializzazione di tutti i distributori successivi.

E tuttavia volendo ottenere nelle turbine a fluido elastico un buon rendimento quando esse funzionano con carico ridotto, e quindi un consumo di vapore o di gas non molto lontano da quello che si ha nelle motrici a stantuffo, questo sarebbe il metodo migliore giacchè non altera in modo sensibile i diagrammi delle velocità relativi alle varie ruote.

Il secondo metodo è, costruttivamente considerato, molto più semplice e più sicuro, ma importa una variazione nei diagrammi delle velocità che abbassa sensibilmente il rendimento, già basso, della turbina.

Per le turbine ad azione del primo gruppo la parzializzazione, col primo dei metodi esposti, è conveniente, quando tutte le luci del distributore siano contigue e se ne chiuda successivamente il numero necessario; è possibile anche, se le varie bocche sono disposte simmetricamente rispetto alla ruota, ma occorre allora o una disposizione meccanica un po' complessa, o, meglio, eseguire il comando a mano, conoscendo il carico della turbina e sapendo che esso rimarrà costante per un determinato tempo, giacchè la manovra di organi otturatori a tenuta, con le pressioni in giuoco e, specialmente, per le turbine a vapore che funzionano con vapore surriscaldato, non è facile a realizzarsi in pratica.

Se i canali del distributore sono contigui come indica la figura 175 una buona parzializzazione si ha chiudendo successivamente le varie luci di ingresso; se le luci sono molte ed ognuna di esse corrisponde quindi ad una piccola frazione del carico, anche se una delle luci rimane non completamente chiusa, la perdita che si ha è molto piccola.

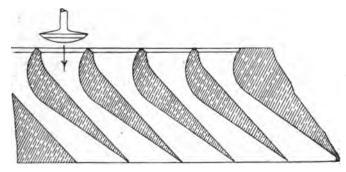



Fig. 175.

Se le bocche del distributore sono poste simmetricamente alla ruota, un metodo di parzializzazione può aversi con la disposizione meccanica della fig. 176; *a* è l'anello otturatore che chiude prima completamente la *sezione minima* del primo distributore, indi la seconda e così via.

E infine, variando l'angolo α, per turbine radiali e distributori contigui si potrebbe ottenere una buona parzializzazione facendo girare le pale *a* attorno a dei piccoli perni *b* (fig. 177) variando così, nel voluto rapporto, le due aree minima e massima dei canali del distributore.

Se, qualunque sia il tipo di turbina, si adotta per la parzializzazione il secondo dei metodi esposti, si verificano delle perdite di varia natura che vogliamo analizzare per dare un'idea della diminuzione di rendimento che di conseguenza si verifica. Vedremo, nella terza parte del presente lavoro che le cifre relative alle esperienze eseguite su vari tipi di turbine confermano le nostre asserzioni.

§ 2. — *Influenza sul rendimento dello strozzamento del vapore nelle turbine ad azione del primo gruppo.* Supporremo che

i canali distributori siano calcolati in modo da ottenere in essi la completa espansione del vapore al carico massimo, strozza mento del vapore quasi nullo, e cioè il loro profilo corrisponda,

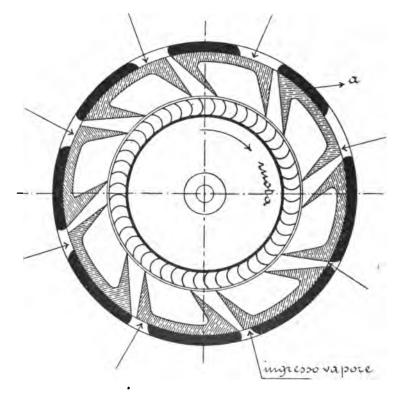
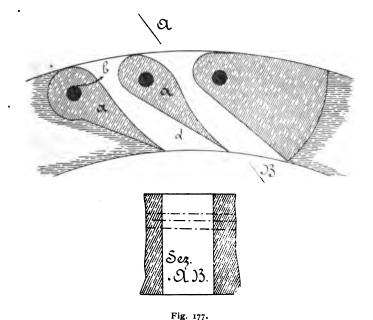



Fig. 176.

fatte le necessarie correzioni, per tenere conto delle resistenze, alla linea di espansione *a b* (fig. 174).

Se il vapore viene strozzato all'ammissione e la nuova pressione prima dei distributori è $O P_{a_1}$, ed a_1 b_1 la nuova curva di espansione, il rapporto fra le sezioni estreme dei canali distributori, nei quali dovesse avvenire la completa espansione del vapore in queste nuove condizioni, non è più quello che si ha nel fatto, ma risulta tanto più piccolo quanto maggiore è lo stroz-

zamento. Ne consegue che l'espansione del vapore, quando la turbina funziona con carico ridotto e quindi con vapore strozzato, fino alla pressione di scarico ha luogo in una sezione che è prima di quella di efflusso, e la cui distanza da questa au-

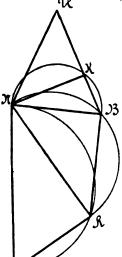
Fig. 177.

menta con lo strozzamento del vapore. Si verifica quindi nel tubo di efflusso il fenomeno al quale si è accennato nel § 8, cap. II (fig. 31) e quindi il valore di $\mathbf{c}$ diminuito per effetto dello strozzamento, diminuisce anche per le perdite che si verificano.

Se (fig. 178) la lunghezza:

$$MN = \mathbf{c}$$

rappresenta la velocità teorica del vapore che corrisponde alla linea di espansione $a\,b$ (fig. 174) e:

$$NR = \mathbf{c}_1$$

la velocità effettiva che si ha nella bocca di efflusso, il lavoro perduto per effetto dello strozzamento è dato, per ogni Kg. di vapore da:

$$\frac{\overline{MR}^2}{2g},$$

se MR è il secondo cateto del triangolo rettangolo di ipotenusa $MN = c$ e altro cateto $NR = c_1$.

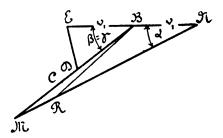



Fig. 178.

Fig. 179.

Sia ora MNB (fig. 179) il triangolo della velocità all'ingresso della ruota mobile, quando la turbina lavora a pieno carico, e quindi:

$$BN = v_1 ;$$
$$\widehat{MNB} = \alpha ;$$
$$\widehat{MBN} = 180^0 - \beta$$

Se la velocità di uscita dal distributore diviene NR, il nuovo valore della velocità relativa è:

$$BR = w_1$$

la cui direzione non corrisponde a quella dell'angolo β; il getto

di vapore urta sulla parte convessa delle pale e si ha quindi una perdita per urto.

Se:

$$B\,C = w_1$$

è la lunghezza che rappresenta il valore della velocità relativa dopo l'urto; all'ingresso della ruota mobile si ha quindi una perdita di energia data da:

$$\frac{\overline{BR}^2 - \overline{BC}^2}{2g}.$$

Se si rappresenta con la lunghezza:

$$B\,D = w_2$$

la velocità relativa di uscita del vapore dalla ruota mobile si ha:

$$D\,E = u.$$

Il rendimento relativo della turbina che funziona con vapore strozzato, tenendo conto anche dello strozzamento, è dato da:

$$\frac{\overline{NR}^2 - (\overline{BR}^2 - \overline{BC}^2) - (\overline{BC}^2 - \overline{BD}^2) - \overline{DE}^2}{\overline{MN}^2} =$$

$$= \frac{\overline{NR}^2 - \overline{BR}^2 + \overline{BD}^2 - \overline{DE}^2}{\overline{MN}^2}$$

E se (fig. 178) si descrive su NR una semicirconferenza e si porta

$$BR = w_1$$

indi lo stesso si fa su BN portando:

$$BK = u$$

e si porta perpendicolarmente ad NK:

$$KU = w_2$$

il rendimento è dato da:

$$\frac{\overline{NU}^2}{\overline{NM}^2}.$$

La perdita per urto all'ingresso della ruota mobile sarebbe evidentemente eliminata se insieme allo strozzamento del vapore si effettuasse la rotazione, di un angolo opportuno, degli organi distributori diminuendo il valore di α.

§ 3. — *Influenza dello strozzamento del vapore nelle turbine del secondo gruppo.* Si suppone, come nel § precedente, che le turbine, sia ad azione che a reazione, di tale gruppo, siano calcolate e costruite per funzionare al massimo rendimento per il pieno carico. Ogni coppia distributore a ruota mobile, è quindi costruita per utilizzare un determinato salto di pressione. Per le turbine a reazione se il salto totale di pressione, per effetto dello strozzamento, è diminuito, la nuova area:

$$a_1\, b_1\, P_b\, P_{a_1}$$

si suddivide ancora in un numero di parti eguale a quello delle coppie, e in relazione alle dimensioni dei rispettivi canali. E poichè il valore di v_1 rimane pressochè costante, mentre i valori di c necessariamente diminuiscono, i diagrammi di ingresso nelle successive ruote e nei successivi distributori divengono:

$$A\, B\, C_1 \text{ (fig. 180)}$$

se: $\beta = 90^\circ$; e

$$A\, B\, C_1 \text{ (fig. 181)}$$

se:

$$\beta < 90^\circ.$$

Si ha in ambedue i casi urto all'ingresso delle ruote e dei distributori ed una perdita evidentemente tanto minore quanto più elevato è il valore dell'angolo α.

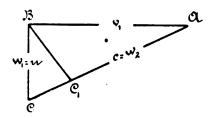



Fig. 180.

Il rendimento relativo quindi diminuisce, e sensibilmente, per effetto specialmente delle fughe di vapore che non diminui-

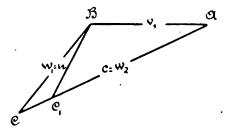



Fig. 181.

scono in proporzione alla diminuzione dell'area $a\ b\ P_b\ P_a$ (fig. 174) giacchè, rimanendo costante l'area attraverso la quale il vapore sfugge, la velocità varia, con molta approssimazione, con le radici quadrate del salto di pressione fra una coppia e la successiva.

Evidentemente si migliorerebbero moltissimo le condizioni di una turbina a reazione, se il vapore strozzato venisse immesso in un distributore successivo al primo.

Se, mantenendo inalterati i valori di c, si trova la porzione dell'area $a_1\ b_1\ P_b\ P_{a_1}$ che corrisponde ad ogni coppia, cominciando dall'ultima, si arriverà a numerare un gruppo di coppie

tale che la somma delle aree da esse utilizzate sia eguale all'area $a_1\, b_1\, P_b\, P_{a_1}$. Il vapore dovrà essere ammesso al distributore della prima coppia di tale gruppo.

Per le turbine ad azione a ruote multiple il rendimento a carico ridotto non diminuisce così sensibilmente come nelle turbine a reazione.

La turbina può essere calcòlata e costruita in modo che all'uscita da ogni distributore si formi la pressione che corrisponde alla sezione minima e quindi se k è il solito coefficiente (Cap. II, § 9, pag. 34) nella sezione di efflusso del primo distributore la pressione:

$$k \,.\, O P_a$$

nella sezione di efflusso del secondo:

$$k \,.\, k \,.\, O P_a = k^2 \,.\, O P_a$$

del terzo:

$$k^3 \,.\, O P_a$$

dell'ennesimo:

$$k^n \,.\, O P_a$$

se n è il numero delle ruote e si suppone k costante.

Il valore di n è evidentemente determinato dalla relazione:

$$k^n \,.\, O P_a = O P_b$$

dalla quale si ha:

$$n = \frac{1}{lg\, k} \left\{ lg\, OP_b - lg\, OP_a \right\}.$$

Così per:

$$k = 0.577$$
$$OP_a = 12 \text{ Kg. per cm}^2$$
$$OP_b = 0.05 \text{ » » »}$$

si avrebbe:

$$n = 10.$$

Se si parzializza la turbina strozzando il vapore, il rendimento delle prime coppie non diminuisce in modo molto sensibile, giacchè il lavoro assorbito dalla rotazione della ruota diminuisce ed il rendimento relativo rimane pressochè inalterato. Ed infatti se, ad esempio, la pressione iniziale del vapore saturo asciutto, a ingresso libero, è di 10 kg. per cm.^{2}, la pressione nella bocca di uscita del primo distributore è:

$$5.77 \text{ kg.}$$

e si ha:

$$c = 452 \text{ metri.}$$

Per la seconda ruota la pressione è:

$$3.32$$

e:

$$c = 444 \text{ metri.}$$

Per la terza ruota la pressione è:

$$1.92$$

ed è:

$$c = 428 \text{ metri.}$$

Se il vapore è invece strozzato alla pressione di 5 kg., la pressione, all'uscita del primo distributore, è:

$$2.88$$

ed è:

$$c = 442 \text{ metri}$$

Per la seconda coppia si ha

$$c = 420 \text{ metri.}$$

La diminuzione nel valore della velocità assoluta c nelle prime ruote è dunque molto piccola e quindi il triangolo delle

velocità all'ingresso in esse, parzializzando, entro certi limiti, la turbina, non subisce variazioni sensibili e non diminuisce quindi il rendimento.

La diminuzione della velocità c e quindi del rendimento è invece sensibile nelle ultime ruote e tanto maggiormente quanto più forte è lo strozzamento del vapore.

§ 4. — *La parzializzazione delle turbine a miscela esplosiva.* Per le turbine a miscela esplosiva sono possibili due sistemi di parzializzazione; o lo strozzamento dei gas prodotti dall'esplosione della miscela di aria e gas, nella capacità *B* (vedi fig. 166) interponendo quindi fra questa ed il primo distributore una valvola di strozzamento; o la variazione del rapporto fra il gas e l'aria aspirati dal compressore *A*. Questo secondo metodo è forse preferibile, ma, come il precedente, ha l'inconveniente di far variare i diagrammi delle velocità relative alle varie ruote e di abbassare quindi in modo sensibile il rendimento della turbina.

§ 5. — *Gli organi regolatori delle turbine a vapore.* La parzializzazione di una turbina a vapore richiede dunque o la manovra di organi otturatori, ripetiamo poco consigliabili, o il comando di una valvola di strozzamento.

Nell'un caso e nell'altro il comando automatico di tali organi non va fatto direttamente dal regolatore propriamente detto ma, come avviene per le turbine idrauliche, deve essere eseguito indirettamente a mezzo di un servomotore nel quale il fluido agente è il vapore stesso o, preferibilmente, dell'olio in pressione.

Senza entrare particolarmente nella questione della regolazione, per la quale rimandiamo il lettore ad un nostro precedente lavoro (*), diciamo solo che la regolazione delle turbine a vapore deve comprendere i seguenti meccanismi:

1.° Il regolatore;

2.° L'apparecchio distributore al servomotore dell'olio o del vapore;

3.° Il servomotore;

4.° Una disposizione meccanica per la messa in parallelo, del turbo-alternatore con altri gruppi.

(*) G. Belluzzo, *Le turbine idrauliche*, pag. 106.

Quest'ultimo meccanismo è necessario solo in alcuni casi, che però rispetto alle applicazioni odierne delle turbine a vapore sono almeno il 95 $^{0}/_{0}$ di quelli che la pratica presenta.

La grande velocità delle turbine a fluido elastico permette di avere, nella loro parte girante, il migliore dei volani e quindi le brusche variazioni di velocità, quando varia bruscamente e for-

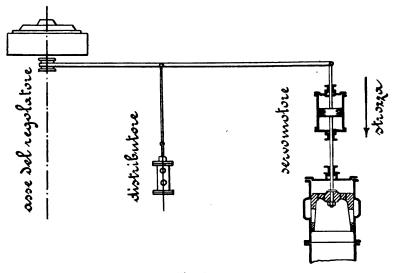



Fig. 182.

temente il carico, non si hanno, ed è quindi inutile applicare ai regolatori il freno ad olio.

Ad ogni carico, sull'asse della turbina, corrisponde una posizione fissa del regolatore, pseudo-astatico, e quindi una determinata velocità della turbina stessa, limitata dal *grado di irregolarità* del regolatore: questo nelle turbine a vapore può scendere al 2 $^{0}/_{0}$.

Ad ogni carico della turbina deve corrispondere una posizione fissa dell'organo otturatore o della valvola di strozzamento o, per speciali sistemi di regolazione, dei quali diremo in seguito, a valvola di strozzamento oscillante, una posizione media fissa di questa.

Il distributore deve invece avere, a regime, una posizione fissa. Ne consegue per i sistemi a valvola fissa, il collegamento fra regolatore servomotore e distributore indicato nella fig. 182.

È ovvio che la valvola di strozzamento o l'organo otturatore devono essere, quanto è possibile, equilibrati allo scopo di rendere minime le dimensioni del servomotore.

§ 6. — *Velocità limite.* Intendiamo per *velocità limite* la velocità massima alla quale si metterebbe una turbina a fluido elastico quando, lasciando aperti l'otturatore o la valvola di strozzamento, si leva ad essa completamente il carico che è sul suo asse.

La determinazione sperimentale di tale velocità non è sempre possibile almeno per le turbine del primo gruppo che lavorano con un salto di pressione elevato. Prima di arrivarvi la forza centrifuga farebbe scoppiare la parte girante della turbina; ma, si può averne un'idea teorica e per alcuni tipi, determinarne con grande approssimazione il valore.

Vediamo intanto che avviene del rendimento quando varia la velocità della turbina. Devonsi evidentemente distinguere due casi, e analizzare cioè quello che avviene nelle turbine del primo gruppo e quello che avviene in quelle del secondo.

Per le turbine ad azione del primo gruppo supporremo che la pressione iniziale e quella di scarico dell'aeriforme siano tali, da avere la velocità assoluta di uscita dal distributore:

$$c > 1200 \text{ metri.}$$

L'esperienza e la teoria non consigliano di spingere, in tali turbine, la velocità periferica della ruota sopra i 450 metri: ne conseguono, un valore elevato della velocità assoluta u di scarico dalla ruota mobile, ed un valore dell'angolo di u con v_1,

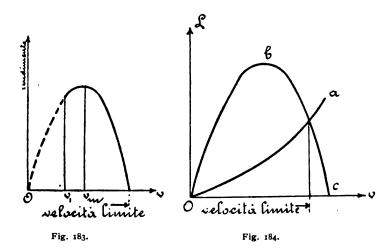
$$\delta > 90^{\circ}.$$

Aumentando la velocità di rotazione della ruota mobile, il rendimento organico della turbina diminuisce, viceversa quello relativo della ruota aumenta, giacchè diminuiscono insieme i valori di w_1 e di u, e quindi le perdite nella ruota ed allo scarico. Il rendimento totale aumenterebbe fino ad un certo valore della velocità v_1 alla quale esso sarebbe massimo, per poi diminuire man mano che la velocità aumenta e divenire nullo alla

velocità limite alla quale la ruota vince le sole resistenze meccaniche.

La curva che dà la variazione del rendimento totale in funzione della velocità è rappresentata nella figura 183.

Sopra un asse orizzontale Ov (fig. 184) si portino i valori della velocità periferica media della ruota e sopra l'asse OL,

Fig. 183. Fig. 184.

al primo normale, rispettivamente, il valore del lavoro necessario, richiesto per la rotazione della ruota alle varie velocità, supposta costante la pressione dell'ambiente nel quale essa gira, ed i cavalli sviluppati dalla ruòta per l'azione del fluido elastico che vi agisce.

Si hanno così due linee Oa ed Obc la prima delle quali può tracciarsi, con molta approssimazione, anche teoricamente giacchè, come si è veduto al § 3 del cap. XIV, essa è della forma:

$$L = a \cdot v_1^3 .$$

Più difficile riesce invece il tracciamento teorico della seconda curva giacchè non è possibile determinare esattamente il lavoro perduto nell'urto sulla superficie convessa delle pale quando la velocità della ruota è maggiore di quella per cui questa fu

costruita, e sulla concava quando tale velocità è minore. Tuttavia si può avere un andamento molto approssimato di essa per analogia con le curve che si possono avere, sperimentando con basse pressioni e quindi velocità molto piccole, e determinando i punti di essa che hanno ascisse vicine a quella che corrisponde alla velocità normale.

Evidentemente la velocità limite è data dall'ascissa del punto di incontro delle due curve *O a* ed *O b c*. In corrispondenza ad essa il lavoro motore sviluppato dalla ruota è eguale a quello resistente interno della macchina ed il rendimento totale di questa è evidentemente nullo.

Se indichiamo con v_m la velocità che corrisponde al massimo rendimento, il rapporto:

$$\frac{v_1}{v_m}$$

è evidentemente tanto più piccolo quanto maggiore è il salto di pressione utilizzato dalla turbina (*).

(*) La traiettoria assoluta dell'aeriforme attraverso la ruota mobile

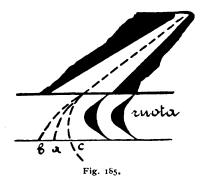



Fig. 185.

alla velocità v_m è data dalla linea che termina in *a* (fig. 185); quella che termina in *b* è la traiettoria che corrisponde ad una velocità:

$$v_1 > v_m ;$$

e quella che finisce in *c* invece ad una velocità:

$$v_1 < v_m .$$

Il consumo di aeriforme in tali turbine dovrebbe essere indipendente dalla velocità della ruota giacchè chi lo determina è la sezione minima dei canali del distributore, ma è probabile che, se la ruota gira molto vicina alla bocca di efflusso del distributore, le perturbazioni che si hanno in questa, per effetto dell'urto che avviene contro la superficie concava delle pale, si trasmettano alla sezione minima diminuendo il consumo.

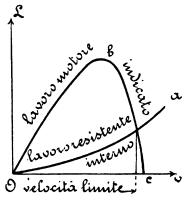



Fig. 186.

La determinazione teorica della velocità limite nelle turbine del secondo gruppo è più difficile, che non per quelle del primo, giacchè in esse la velocità di rotazione influisce in modo sensibilissimo sul consumo di vapore o di gas.

Aumentando la velocità aumenta il lavoro assorbito per le resistenze meccaniche della parte girante e diminuisce il consumo di aeriforme giacchè l'urto che si genera contro la superficie convessa delle pale genera una contropressione, già al distributore della prima coppia.

Il lavoro sviluppato dalla parte girante, quando la velocità aumenta sopra la normale di massimo rendimento, diminuisce quindi rapidamente, e perchè diminuisce il rendimento, e perchè diminuisce il consumo di aeriforme.

Ne consegue che la velocità limite in tali turbine, data dall'ascissa del punto di incontro delle due curve $O\,a$ ed $O\,b\,c$ (fig. 186), è sensibilmente minore del doppio della velocità nor-

male. Nelle turbine ad azione di questo gruppo se i distributori sono costruiti in modo che la loro sezione di efflusso sia quella minima avviene lo stesso fenomeno: aumentando la velocità di rotazione della ruota, diminuisce sensibilmente il rendimento e la velocità limite (anche perchè in queste turbine le resistenze interne aumentano più sensibilmente, con la velocità, che non nelle turbine a reazione) è pure minore del doppio di quella di massimo rendimento.

Se invece i distributori sono a sezione crescente verso lo sbocco, il consumo di vapore diminuirà in modo sensibile solo dopo una velocità di rotazione alla quale le perturbazioni, prodotte alla sezione di efflusso dall'urto contro la superficie convessa della pala, si trasmettono alla sezione minima.

Il rapporto fra la velocità di massimo rendimento e quella limite sarà in tal caso minore che nei precedenti.

È ovvio anche che, per le turbine del secondo gruppo, il consumo di aeriforme è determinato, alle varie velocità, dalla prima coppia.

Aumentando la velocità oltre quella limite, le turbine richiedono un lavoro motore, che diremo negativo; si raggiungerà una velocità alla quale l'efflusso dell'aeriforme cesserà completamente, aumentando ancora la velocità la turbina comincierebbe ad agire come compressore.

§ 7. — *Consumo di vapore ai vari carichi nelle turbine a vapore.* Se si fa girare, alla velocità normale di massimo rendimento, la parte mobile di una turbina (*), mantenendo in essa una data pressione, ad esempio, quella del condensatore, si richiede un lavoro motore negativo. Se nella turbina si comincia a mandare un certo peso di vapore, il lavoro richiesto evidentemente diminuisce, man mano che il peso di vapore ammesso aumenta, finchè si annulla per un certo peso di questo, per poi diventare positivo ed aumentare col peso ammesso.

(*) Questa esperienza può essere fatta molto accuratamente quando si abbiano due gruppi turbo-generatori disponibili e si mandi la corrente generata in uno di essi a muovere l'altro.

La curva che si può tracciare portando, sull'asse positivo e negativo delle ascisse, rispettivamente i lavori positivi e negativi, sull'asse delle ordinate i consumi di vapore per ora ha l'andamento *a b c* della figura 187. I risultati sperimentali dimo-

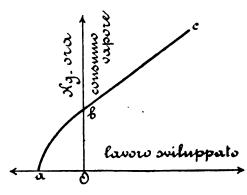



Fig. 187.

strano che il tratto *b c* è una retta (*). L'ordinata *O b* corrisponde al carico della turbina zero ossia ci dà il consumo orario di vapore a vuoto.

Il suo valore dipende da molti coefficienti fra i quali non ultimo la lavorazione più o meno accurata della macchina; ma, a parità di condizioni, esso diminuisce col crescere del surriscaldamento del vapore, e, a pari surriscaldamento, diminuisce al crescere della potenza della macchina.

Alcune cifre che ricaviamo da risultati sperimentali mettono in luce queste conclusioni intuitive.

Le esperienze del prof. Weber sopra un turbo-alternatore Brown-Boveri Parsons hanno dato questi risultati:

Potenza massima del gruppo.	400 KW
Velocità normale	3000 giri

(*) È quindi possibile dal consumo a carico ridotto dedurre il consumo a carichi maggiori.

	Saturo	Surriscaldato di 41°.5
Consumo di vapore a pieno carico (pressione iniziale 7.5 atm.)	Kg. 4230	Kg. 3920
Idem, idem, idem. a vuoto . .	» 930	» 820
Percentuale rispetto al consumo a pieno carico	» **22**	**20.8**

Per il turbo-alternatore di Rheinfelden abbiamo le seguenti cifre:

Potenza massima del gruppo	1400 KW
Velocità normale	1500 giri
Consumo di vapore surriscaldato di 62° (pressione iniziale 12 atmosfere) a pieno carico	10100 Kg.
Consumo a vuoto	1208.4 »
Percentuale rispetto al consumo a pieno carico	**11.6**

Per un turbo-alternatore Westinghouse-Parsons di 400 KW ed una velocità normale di 3500 giri abbiamo le seguenti cifre:

	Saturo	Surriscaldato di 65°	Surriscaldato di 100°
Consumo di vapore-ora (press.ne iniziale 10.5 Kg. per cm²) a pieno carico	Kg. 3500	Kg. 3140	Kg. 2900
Consumo a vuoto	» 450	» 400	» 360
Percentuale rispetto al consumo a pieno carico.	**13**	**12.8**	**12.4**

Le esperienze eseguite nel gennaio 1901 dal prof. Ewing sopra un turbo-alternatore Parsons hanno dato le seguenti cifre:

Potenza massima del gruppo	586 KW
Velocità normale	2700 giri
Consumo orario di vapore a pieno carico (pressione iniziale Kg. 10.3 per cm²) . .	6450 Kg.
Consumo a vuoto	840 »
Percentuale rispetto al consumo a pieno carico	**13**

Per le classiche turbine di Elberfeld abbiamo le seguenti cifre:

Potenza massima del gruppo	1190 KW
Velocità normale	1490 giri
Consumo orario di vapore a pieno carico (pressione iniziale Kg. 10.1 per cm²) surriscaldato di 10°	10485 Kg.
Consumo a vuoto	1183 »
Percentuale rispetto al consumo a pieno carico	**11.3**

Per turbine di altro tipo abbiamo le seguenti cifre:

Turbina ad azione del secondo gruppo tipo Zoelly.

Potenza massima del gruppo	KW	388
Giri normali		3000
Consumo di vapore-ora per una pressione iniziale di 11.2 atmosfere, a pieno carico. .	Kg.	3776
A vuoto (*)	»	295.4
Percentuale rispetto al consumo a pieno carico		**7.8**

Turbina ad azione del secondo gruppo tipo Rateau.

Potenza massima del gruppo	KW	160
Giri normali		3000
Consumo di vapore-ora a pieno carico (pressione iniziale 10 Kg. per cm²).	Kg.	1800
Consumo a vuoto	»	230
Percentuale rispetto al consumo a pieno carico		**12.8**

Turbina ad azione del secondo gruppo tipo Curtis.

Potenza massima del gruppo			KW	680
Giri normali				1845
Consumo di vapore-ora a pieno carico (press. iniziale 10.55 Kg. per cm²)	Saturo Kg.	5550	Surriscaldato di 65° Kg.	5100
Consumo a vuoto	»	750	»	520
Percentuale rispetto al consumo a pieno carico		**13.5**		**10.2**

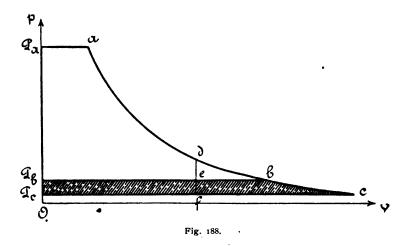
(*) L'esperienza che ha servito a determinare tale cifra è durata soli 35 minuti.

Come rilevasi dalle cifre esposte le percentuali corrispondenti ai varii tipi di turbine di eguale potenza, per vapore nelle stesse condizioni, press'a poco si equivalgono il che dimostra che le fughe di vapore che si verificano nelle turbine a reazione del secondo gruppo, compensano, nel funzionamento a vuoto, le maggiori resistenze interne incontrate dalle turbine ad azione.

CAPITOLO XVI

L'influenza del vuoto del condensatore nelle turbine a vapore.

§ 1. — *Importanza della condensazione nelle motrici a stantuffo ed in quelle a turbina.* Il problema delle turbine a vapore

Fig. 188.

si collega, molto intimamente, a quello della condensazione che assume qui un' importanza maggiore di quella che esso ha fino ad ora avuto nelle motrici a stantuffo.

La ragione di tale importanza si comprende subito quando si pensa al diagramma che dà il lavoro disponibile in una turbina a vapore ed all'aumento di area che esso subisce quando (fig. 188) si abbassi la pressione $O P_b$ di scarico. Abbassando

tale pressione dal valore $O P_b$ a quello $O P_c$, mentre in una motrice a stantuffo il lavoro teorico disponibile dato dall'area $P_a\, a\, d\, e\, P_b$ (cap. XII, § 3) aumenterebbe solo dell'area:

$$P_b\, e\, f\, P_c$$

in un motore a turbina esso aumenta dell'area:

$$P_b\, b\, c\, P_c$$

che è tanto maggiore della precedente quanto più si spinge il grado di vuoto nel condensatore.

Bene inteso ammesso che nella motrice a stantuffo sia possibile avere nel cilindro la pressione $O P_c$: ora è ovvio che se appunto questa è molto bassa, e quindi il volume specifico del vapore molto elevato, occorrono delle sezioni di passaggio, del vapore che si scarica, enormi, o delle velocità molto elevate ed in questo caso si avrebbe una perdita sensibilissima.

Se ad esempio una motrice a stantuffo di 1000 HP_i consuma 4.5 kg. di vapore per HP_i e per ora, ossia press'a poco 1.2 kg. al secondo, e si vuole nel cilindro a bassa pressione, nella fase di scarico, una pressione di 0.06 atmosfere assolute cui corrisponde un volume specifico di *23.6* m.^{3}, si dovrebbero scaricare ad ogni 1″, tenendo conto del titolo finale del vapore circa:

$$\text{m.}^3\ 22.$$

Con una velocità molto elevata di *50* metri si otterrebbe una sezione di passaggio di:

$$\text{m.}^2\ 0.44.$$

E tale cifra aumenterebbe in modo sensibilissimo diminuendo ancora la pressione assoluta di scarico: così con:

$$O P_c = 0.04 \text{ atm.}$$

essa diventerebbe circa doppia.

Nel graficp della figura 189, sono segnate le linee che danno la pressione del condensatore e nel cilindro, per vari valori della

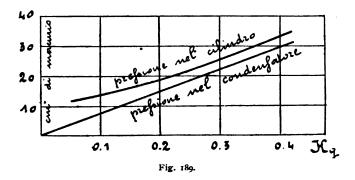
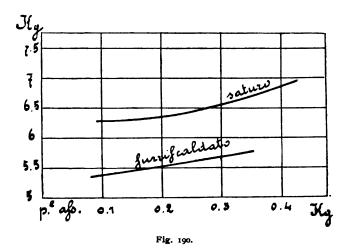
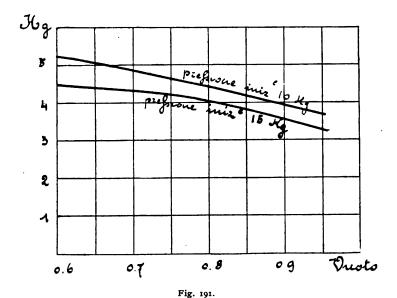
Fig. 189.

pressione assoluta, misurata dal prof. Josse (*). L'influenza della maggiore velocità, che il vapore deve assumere per l'aumentato volume specifico, vi è evidènte.

Fig. 190.

Il guadagno che si ha in una motrice a stantuffo, aumentando il vuoto nel condensatore, non è molto; il grafico della figura 190 ricavato dalle esperienze ora citate del prof. Josse,

(*) Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure, 1904, pag. 970.

e nel quale le ordinate rappresentano il consumo di vapore per cavallo indicato e per ora, sta ad indicare una economia del 5 % ogni 10 % di aumento nel vuoto fra il 70 % e l'80 %; del 2 % ogni 10 % di aumento nel vuoto fra l'80 % ed il 90 %, ossia l'1 % di economia di vapore ogni aumento nel vuoto di 3 cm. di mercurio.

Fig. 191.

Per vapore surriscaldato l'economia è maggiore e precisamente è dell'1 % ogni aumento nel vuoto di 2.5 cm. di mercurio.

Nel grafico della figura 191 abbiamo tracciate due linee che danno il consumo teorico di vapore, saturo asciutto, corrispondente ai vari gradi di vuoto, rispettivamente per una pressione iniziale di 10 a 15 kg. per cm².

Come vedesi nel primo caso, per una diminuzione del vuoto da 0.9 a 0.8 ossia di:

$$\frac{0.9 - 0.8}{0.9} = 11.1\ \%$$

l'aumento teorico nel consumo di vapore è di:

$$\frac{4.4 - 3.9}{3.9} = 12.8\ \%\ ;$$

nel secondo caso per un aumento del vuoto di:

$$\frac{0.95 - 0.85}{0.85} = 11.8\ \%$$

la diminuzione teorica nel consumo di vapore è del:

$$\frac{3.8 - 3.25}{3.8} = 14.5\ \%.$$

Data tale economia è logico che si procuri, nelle turbine a vapore, di spingere il vuoto a dei valori molto forti, superiori al 95 %, studiando e costruendo i condensatori in modo da arrivare a tale cifra.

§ 2. — *Condensatori da impiegare*. È ovvio intanto che i condensatori a superficie sono da preferirsi a quelli a miscela: in quelli il volume d'aria da aspirare, assieme all'acqua di condensazione, è solamente quello dovuto all'aria che trovasi mescolata al vapore, all'aria che penetra attraverso i giunti delle tubazioni di scarico; in questi si ha anche l'aria che si sviluppa dall'acqua iniettata nella camera di condensazione. Il volume d'acqua che occorre nei primi è però molto superiore a quello richiesto dai secondi.

La temperatura dell'acqua o di circolazione o di iniezione deve essere la più bassa possibile.

Aumentando il vuoto del condensatore varia il lavoro necessario, per il comando della pompa d'aria e della pompa di circolazione, ma il suo aumento non è proporzionale a quello del vuoto. Se infatti consideriamo il ciclo descritto dall'aria, che viene aspirata dalla pompa d'aria ed eliminata a pressione costante, che ha la forma indicata nella figura 192 troviamo che l'area che esso racchiude, e che rappresenta il lavoro di com-

pressione, ha un massimo (*) per un valore della pressione di

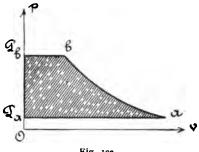



Fig. 192.

aspirazione nel caso nostro dato da circa kg. 0.08 per cm^2.

(*) Se infatti indichiamo con p_2, v_2 le condizioni dell'aria alla fine della compressione, con p_1 v_1 le stesse alla fine dell'aspirazione, il lavoro rappresentato dall'area $P_a\, a\, b\, P_b$ è dato da (Cap. IV, § 2):

$$L = \frac{\delta}{\delta - 1} \left\{ p_2 v_2 - p_1 v_1 \right\}$$

e rammentando che:

$$p_1 v_1^{\delta} = p_2 v_2^{\delta},$$

$$L = \frac{\delta}{\delta - 1} \left\{ p_2 v_1 \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{1}{\delta}} - p_1 v_1 \right\}$$

e ponendo:

$$\frac{dL}{dp_2} = 0$$

si ha:

$$lg \frac{p_1}{p_2} = \frac{1}{1 - \delta}.$$

Il valore che rende massima quell'area è dato cioè da:

$$p_1 = p_2 e^{\frac{1}{1 - \delta}}$$

e per

$$p_2 = 10330 \text{ Kg. per m}^2.$$
$$p_1 = 800 \text{ » » »}$$

§ 3. — *Risultati sperimentali.* Le esperienze eseguite sulle turbine a vapore di vario tipo confermano, com'è logico debba essere, quanto si è detto nel § 1.

Esperienze eseguite su una turbina Brown-Boveri Parsons di 400 KW hanno dato nelle stesse condizioni, i seguenti risultati:

Pressione iniziale Kg.	Vuoto °/₀	Consumo per KW Kg.
7.5	92	9.48
7.5	84.8	10.17

ossia una economia di:

$$\frac{10.17 - 9.48}{10.17} = 6.8\ \%$$

per un aumento del vuoto di:

$$\frac{92 - 84.8}{64.8} = 8.5\ \%.$$

Il risparmio teorico corrispondente a tale aumento sarebbe stato invece del 10 %

Esperienze sopra una turbina Westinghouse-Parsons di 1250 KW hanno dato, con vapore surriscaldato, queste cifre:

Pressione iniziale Kg.	Vuoto %	Consumo per KW Kg.	
10.5	90.5	8.35	pieno carico
10.5	93.8	8.—	
10.7	90.5	9.6	mezzo carico
10.7	93.7	9.15	

ossia, per il pieno carico, una economia di:

$$\frac{8.35 - 8}{8.35} = 4.2\ \%$$

per un aumento nel vuoto di:

$$\frac{93.8 - 90.5}{90.5} = 3.65\ \%.$$

Esperienze eseguite sopra una turbina tipo Curtis di 600 KW, hanno dato le seguenti cifre:

Vuoto %	Consumo di vapore per KW Kg.
94	8.9
87	9.85

ossia per un aumento del vuoto di:

$$\frac{94 - 87}{87} = 8.05\%$$

una economia di vapore di:

$$\frac{9.85 - 8.9}{9.85} = 9.65\%.$$

Dalle cifre ora esposte si rileva che, l'economia nel consumo di vapore di una turbina del secondo gruppo, quando si aumenta il vuoto nel condensatore, è molto vicina al valore teorico. E questo fatto si spiega se si pensa che in turbine calcolate per un certo grado di vuoto e funzionanti con un vuoto maggiore, aumenta il rendimento organico, giacchè diminuiscono sensibilmente le perdite *b)* e *c)* (cap. 14, § 3) mentre diminuisce di ben poco il rendimento relativo delle varie coppie.

Aumentando il grado di vuoto, ognuna di queste lavora sotto un salto di pressione maggiore, aumentano i valori di c, w_1 w_2 ed u, ma la direzione di w_1 ed u non subisce variazioni sensibili che compromettano, per urti che nascono, il rendimento dei vari gruppi. Per l'aumentato salto di pressione di ogni gruppo, aumentano, ma non in proporzione, le fughe di vapore, e, necessariamente aumenta la velocità assoluta di scarico del vapore dall'ultima ruota e quindi la perdita allo scarico.

Per le turbine del primo gruppo non abbiamo cifre che confortino la precedente asserzione, ma è evidente che anche in queste l'economia di vapore si avvicina molto al valore teorico. Il rendimento relativo di tali turbine diminuisce infatti in modo quasi insensibile.

Nella figura 193 abbiamo tracciato (scala 1 : 150) i diagrammi delle velocità relativi ad una turbina ad azione, del primo gruppo, per le condizioni:

$$p_1 = 10 \text{ kg. per cm.}^2$$
$$v_1 = 380 \text{ metri}$$

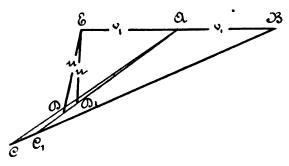



Fig. 193.

e, il diagramma $A\,B\,C$ per:

$$p_2 = 0.05 \text{ kg.}$$

e conseguentemente la velocità teorica di uscita dal distributore di 1200 metri al 1″, e quello $A\,B\,C_1$ per

$$p_2 = 0.20$$

e una velocità teorica di uscita dal distributore di 1090 metri.

Nel primo caso, ammessa nel distributore una perdita del 10 % e nella ruota del 50 % si ha:

$$\begin{aligned} c &= 1140 \text{ metri} \\ w_1 &= 800 \quad » \\ w_2 &= 560 \quad » \\ u &= 335 \quad » \end{aligned}$$

e nel secondo:

$$\begin{aligned} c &= 1035 \text{ metri} \\ w_1 &= 700 \quad » \\ w_2 &= 490 \quad » \\ u &= 290 \quad » \end{aligned}$$

E quindi nel primo caso un rendimento relativo dato da:

$$\frac{\overline{1140}^2 - \overline{335}^2 - \overline{800}^2 + \overline{560}^2}{\overline{1200}^2} = 59.5\,\%;$$

e nel secondo da:

$$\frac{\overline{1035}^2 - \overline{290}^2 - \overline{700}^2 + \overline{490}^2}{\overline{1090}^2} = 62.5\,\%.$$

L'angolo β della ruota mobile è quello che corrisponde alla direzione di w_1 nel secondo caso e quindi, nel primo, abbiamo trascurato la perdita piccolissima che si può avere per urto.

CAPITOLO XVII

Alcuni criteri generali per il calcolo delle turbine a vapore.

§ 1. — *Premesse.* Il presente capitolo oltre che ai costruttori di turbine a vapore è, in modo speciale, indirizzato a quegli inventori che, dimenticando troppo spesso il precetto Vinciano, non si peritano di malmenare, è la vera espressione, cinematicamente e dinamicamente il vapore, per arrivare a una macchina che dà economicamente dei risultati disastrosi.

Non devesi dimenticare che le turbine a fluido elastico in genere hanno due potenti nemici da combattere: le resistenze dinamiche, derivate dal moto del fluido, e la forza centrifuga. Devesi quindi procurare di diminuire quanto è possibile le prime ed affrontare la seconda con delle costruzioni razionali ed accuratamente calcolate, e con dei materiali a tutta prova.

Da quanto si è andato esponendo nei precedenti capitoli è facile dedurre che tutte le combinazioni che si adottano per diminuire la velocità della turbina, oltre della divisione del salto totale di pressione in salti parziali, conducono a dei rendimenti bassi, e quindi a dei consumi di vapore elevati: quanto più elevate sono le velocità con le quali il vapore attraversa i canali della turbina, tanto maggiori sono le perdite.

Non si deve quindi lasciarsi troppo trasportare dal concetto, di volere diminuire esageratamente la velocità di massimo rendimento della turbina giacchè questa diminuzione, di fronte ad una quantità di svantaggi che influiscono grandemente sul consumo di vapore, non presenta che il solo vantaggio di diminuire il lavoro meccanico, di aumentare il rendimento organico.

§ 2. — *Criteri di massima.* Si è dimostrato che nelle turbine, più ancora che nelle motrici a stantuffo, il salto di pressione è intimamente connesso al consumo di vapore: una buona caldaia che generi a non meno di 12 atmosfere, un buon surriscaldatore che surriscaldi di almeno 100° un condensatore che assicuri un vuoto del 95 % sono le condizioni che permettono di affrontare, con una turbina a vapore di potenza non troppo limitata, anche nel campo economico la motrice a stantuffo.

Se si adotta, come più semplice, il sistema di parzializzare la turbina strozzando il vapore, non crediamo sia conveniente calcolare la turbina per tutto il salto di pressione, ma consigliamo di calcolarla, per il massimo rendimento, per un carico che sia circa $\frac{3}{4}$ del massimo ed una pressione al condensatore leggermente superiore a quella sulla quale si può contare.

Evidentemente con questo artificio si raggiunge lo scopo di avere ancora un discreto rendimento anche ai carichi inferiori, ma vicini, al $\frac{3}{4}$.

Sarebbe desiderabile che il vapore nell'espandersi attraverso la turbina fosse, alla fine dell'espansione, saturo asciutto. Ma tale condizione non si raggiunge che con surriscaldamenti molto forti: con vapore a 15 atmosfere surriscaldato di 180° si avrebbe alla fine della espansione, con una pressione al condensatore 0.1, il titolo 0.86. Per vapore inizialmente a 12 atmosfere ed i surriscaldamenti qui sotto indicati si hanno, alla fine dell'espansione, fino alla pressione 0.1 i titoli seguenti:

Surriscaldamento	Titolo finale
40°	0.80
90°	0.83
140°	0.85
190°	0.87

§ 3. — *Numero di giri e diametro delle ruote.* Per turbine a vapore accoppiate direttamente a generatori di correnti alternate, il numero dei giri ha dei valori che variano in relazione

al numero dei poli dell'alternatore, alla frequenza della corrente da esso generata. Nel seguente specchietto sono appunto raccolti, per i periodi più in uso e per i vari numeri di poli i giri corrispondenti.

Numero dei poli	Giri per periodi		
	42	50	70
2	2520	3000	4200
4	1260	1500	2100
6	840	1000	1400
8	630	750	1050

Con turbine del primo gruppo tali giri non si possono avere che con diametri esageratamente grandi o ricorrendo a riduttori meccanici di velocità.

Se sono fissate dal calcolo, e seguendo i criteri cui accenneremo più innanzi, le velocità di massimo rendimento, rimane fissato, dai giri, il diametro delle singole ruote. Devesi tenere presente che il diametro deve essere preferibilmente basso nelle turbine ad azione del primo gruppo, affinchè la periferia occupata dai distributori rappresenti la frazione massima possibile della periferia della ruota, ma non devesi però dimenticare che, a pari velocità, la sollecitazione del materiale, dovuta alla forza centrifuga, cresce in proporzione inversa al diametro.

Per le turbine a reazione del secondo gruppo il diametro è un po' legato alla dimensione radiale delle pale e quindi al peso di vapore che passa attraverso la turbina: il rapporto fra tale dimensione ed il diametro medio della ruota non deve essere inferiore ad $\frac{1}{20}$.

§ 4. *Scelta degli angoli.* Nel § 2 del cap. VIII si è dimostrato che, a parità di altre condizioni, la velocità di massimo rendimento diminuisce se si diminuiscono gli angoli β e γ e quindi l'angolo α.

Ma non si deve d'altra parte scordare che tenere piccoli gli angoli equivale a piegare bruscamente e sensibilmente il getto di vapore ed avere quindi delle perdite che è bene siano ridotte

al minimo. Nelle turbine ad azione non dovrebbe quindi mai essere:

$$\beta = \gamma < 30^0$$

e per quelle a reazione del secondo gruppo è consigliabile:

$$\beta = 90^0$$
$$\alpha = \gamma > 25^0.$$

§ 5. — *Scelta della velocità di massimo rendimento.* Per le turbine ad azione del primo gruppo la scelta non è molto larga: la resistenza del materiale dà il limite massimo di essa, il valore della velocità c degli angoli α, β e γ e di u ne fissano il valore entro tale limite. Come si è già osservato precedentemente potendo spingere tale velocità a 500 metri al secondo il rendimento della turbina aumenterebbe in modo sensibile, ma la forza centrifuga non permette tali velocità che con diametri molto grandi delle ruote (maggiori di tre metri), difficili quindi a costruirsi e ad equilibrarsi dinamicamente, e con materiali di primo ordine.

Per le turbine del secondo gruppo, una volta fissato il numero delle coppie la velocità rimane pressochè determinata: non è però consigliabile di superare con essa i 150 metri.

§ 6. — *Scelta del numero delle pale.* L'importanza del numero delle pale, in relazione alle loro dimensioni, è poco considerata (anche dai costruttori in genere). Ora chi esamina le figure 194 a 197 che rappresentano la sezione di pale di varia grandezza ma con angoli e distanza fra le pale eguali comprende subito che colle dimensioni della figura 194 le perdite entro la ruota sono maggiori che non son quelle della figura 195, in questa maggiori che non in quelle della figura 196: mentre con le pale della figura 197 si hanno delle resistenze d'attrito elevate più che nel caso precedente.

Fig. 194.

Fig. 195.

Questo per le turbine ad azione; per quelle a reazione è ovvio che le pale della figura 199 danno delle perdite minori di quelle della figura 198.

Con le pale della figura 194 si può calcolare di avere

$$w_2 = 0.7\, w_1$$

Fig. 196.

con quelle della figura 195:

$$w_2 = 0.8\, w_1$$

e con quelle delle figure 196 e 197:

$$w_2 = 0.9\, w_1$$

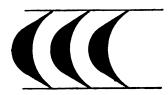
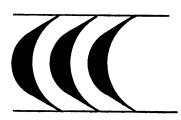



Fig. 197.

Una buona regola che nessuno ancora ha dato per giudicare se l'intervallo fra le pale è razionale è questa: *guardando una ruota assiale di fronte portando gli occhi all'altezza del tratto di corona che si esamina non si deve vedere attraverso le pale.*

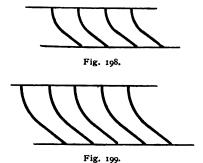



Fig. 198.

Fig. 199.

PARTE TERZA

STUDIO CRITICO DEI VARI TIPI ATTUALI DI TURBINE A VAPORE.

INTRODUZIONE

I tipi di turbina a vapore che, oltre la De Laval e la Parsons lottano oggi, con successo, sul mercato industriale, si contano sulle dita di una sola mano. Questo fatto dimostra che la costruzione delle turbine a vapore non è problema che si possa affrontare leggermente: anche i costruttori più forti sia nella teoria che, e specialmente, nella costruzione, per arrivare a qualche risultato hanno dovuto passare attraverso una serie di insuccessi, eliminare una alla volta tutte le difficoltà che si presentavano e sperimentare, molto e bene, prima di lanciare sul mercato le loro macchine.

Le turbine ad azione del primo gruppo hanno per rappresentanti:

I - La turbina De Laval costruita dalla casa omonima di Stocolma e dalla De Laval Steam Turbine Company di New-York;

II - La turbina A. E. G. costruita dalla Allgemeine Elektricität Gesellschaft di Berlino.

Le turbine ad azione del secondo gruppo sono rappresentate:

I - Dalla turbina Rateau costruita dalla casa Sautter Harlé & C. di Parigi e dalla Maschinenfabrik Oerlikon presso Zurigo;

II - Dalla turbina Zoelly costruita dalla casa Escher-Wyss di Zurigo;

III - Dalla turbina A. E. G. che riunisce i brevetti Riedler-Stumpf e Curtis.

Le turbine a reazione dello stesso gruppo hanno per tipo la Parsons costruita dalla casa inglese omonima, dalla casa americana Westinghouse e dalla Brown-Boveri di Baden.

In Italia dove l'industria meccanica manca di iniziativa e si seguono, a qualche distanza, le orme delle case estere, hanno la concessione:

della turbina Rateau la Società Italiana Oerlikon;
per la turbina Zoelly la Società Siemens-Schuckert;
per la Parsons la Società Tecnomasio Brown-Boveri e
per la A. E. G. la A. E. G. Thomson Houston.

CAPITOLO XVIII

La turbina De Laval.

§ 1. — *Caratteri generali.* È una turbina ad azione, assiale e parziale; i distributori, che hanno il caratteristico profilo ideato appunto dal De Laval e studiato teoricamente solo più tardi,

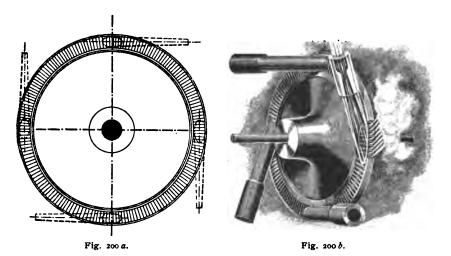



Fig. 200 *a*. Fig. 200 *b*.

hanno la sezione circolare e sono disposti simmetricamente rispetto alla ruota, e da una parte di essa, come indica schematicamente la fig. 200$_{a)}$ ed in vista prospettica la 200$_{b)}$.

La necessità di limitare la lavorazione e di avere delle ruote leggiere, per lo scopo che diremo più innanzi, ha condotto il

costruttore a delle ruote di piccolo diametro, le quali compiono un numero di giri elevatissimo che viene ridotto, mediante una coppia di ingranaggi, di $\frac{1}{13}$ a $\frac{1}{8}$ a seconda della potenza della turbina. Gli ingranaggi, un pignone e, generalmente, due ruote che lo comprendono hanno dentatura elicoidale (inclinazione 45°), sono divisi in due parti, ed i rispettivi denti sono simmetrici rispetto al piano mediano (ingranaggio a chevron), allo scopo di evitare spinte assiali. Il pignone è del migliore acciaio, le ruote sono del migliore bronzo.

Nella seguente tabella raccogliamo, per le varie potenze in cavalli, il diametro della ruota mobile, la sua velocità periferica ed il numero di giri corrispondenti :

Potenza della turbina HP	Diametro della ruota sulla periferia media mm.	Velocità periferica media di massimo rendimento metri al 1"	Giri al 1'
5	100	158	30000
10-15	150	188	24000
20-30	225	237	20000
50-75	300	257	16400
100-150	500	340	13000
225	620	357	11000
300	760	422	10600
600	1000	425	8000

§ 2. — *Distributore e ruota mobile.* La forma del distributore, come avviene l'ammissione del vapore in esso è indicato abbastanza chiaramente dalla figura 201. La lunghezza dei var i ugelli dipende dal rapporto delle due sezioni estreme: l'ugello della turbina di 300 HP ha i diametri estremi rispettivamente di 8 e 32 mm. ed è lungo circa 150 mm.

La figura 202 indica invece la sezione della ruota mobile della turbina da 100 a 150 cavalli: è un disco di acciaio del più resistente (acciaio al cromo o al nichel) il cui profilo viene determinato seguendo le norme che diremo ora, e sulla

cui periferia *a* sono lavorate (fig. 203) delle scanalature *b* entro

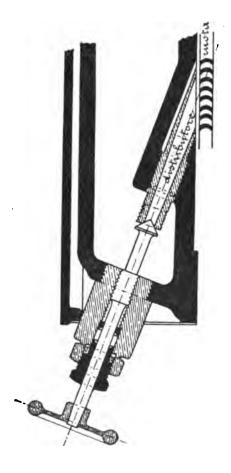
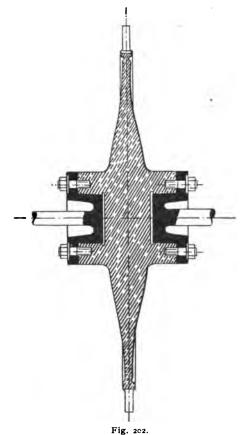



Fig. 201.

le quali vengono forzate le palettine *c* in acciaio la cui forma risulta più chiaramente dalla figura 107 a pag. 121.

Le palette stampate e accuratamente ripassate alla fresa, prima di essere montate, hanno una altezza (dimensione nel senso

Fig. 202.

dell'asse della turbina) di 10 mm., costante qualunque il diametro della ruota, ed una lunghezza che dipende dal diametro stesso e che, in funzione di questo, può con grande approssimazione esprimersi così:

$$\frac{D}{20} + 8 \text{ mm.}$$

La loro distanza (passo) misurata sulla periferia esterna della ruota varia da 8 a 10 millimetri: la ruota di 5 cavalli ha 40 palette, quella di 100—150 ne ha 200.

Il sitema di attacco ideato dal De Laval è uno dei pochissimi, se non l'unico possibile, data la facilità, colla

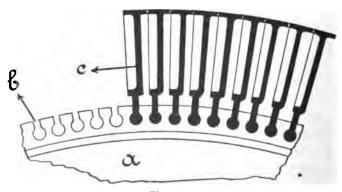



Fig. 203.

quale esso permette di ricambiare eventualmente qualche pala, con la forza centrifuga che sollecita le palette nel senso del raggio.

Se supponiamo che una paletta della ruota D° 500 pesi 15 grammi e rammentiamo che la velocità di massimo rendimento di tale ruota è di 340 metri al secondo, possiamo calcolare la forza centrifuga che tende a strappare tale paletta dalla ruota. Essa è data, in Kg. da:

$$\frac{0.015}{9.81} \; \frac{\overline{340}^2}{0.25} = \text{Kg. } \mathbf{710} \cdot$$

L'angolo α nelle turbine di questo tipo è di circa 20°.

$$\beta = \gamma = 30^\circ.$$

§ 3. — *L'albero flessibile.* Con un numero di giri così elevato come è quello compiuto dalle ruote De Laval, una preoccupazione grandissima doveva dare la centratura della ruota rispetto l'albero: davanti alla difficoltà quasi insuperabile che presentava il far coincidere esattissimamente il baricentro della ruota con l'asse di rotazione il De Laval abbandonò i sistemi rigidi ed impiegò molto ingegnosamente, un albero flessibile; la ruota mobile è montata fra le due metà di un albero sottilissimo ed è unita ad esse o con flangie (fig. 202) o con altri sistemi facilmente immaginabili.

Così l'albero della ruota di 5 cavalli, indicato nella figura 204, ha il diametro di 6.5 mm., quello della turbina da 100-150 cavalli ha il diametro di 20 mm. Il vantaggio dell'albero flessibile in tale caso risulta da quanto segue.

Sia $A\,B$ (fig. 205) un asse flessibile, vincolato ai suoi estremi A e B, e G il centro di gravità del sistema girante. La meccanica insegna appunto che:

1.° Nella rotazione di un corpo attorno ad un asse, sono nulle le azioni di scuotimento se l'asse di rotazione è asse principale d'inerzia del sistema che ruota.

2.° Esiste una velocità, chiamata dal prof. Föppl *velocità*

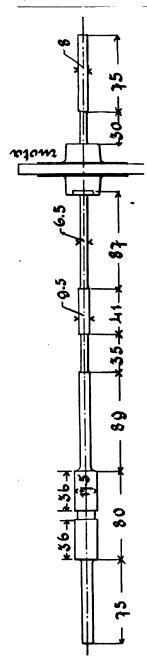



Fig. 204. — Albero della turbina De Laval da 5 HP.

critica (*) alla quale il centro di gravità G del sistema girante va a coincidere col punto C.

La determinazione del valore di tale velocità critica è semplice (**): se si indica con f la forza che produce nell'asse $A B$ la freccia unitaria, quella che produce la freccia:

$$C O = z$$

è data evidentemente da:

$$f \cdot z ;$$

e poichè tale freccia è prodotta dalla forza centrifuga e questa a sua volta è data da:

$$M (O C + C G) \omega^2$$

se ω è la velocità angolare ed M la massa del corpo girante, si ha:

$$f . z = (z + C G) \omega^2 .$$

Da questa relazione si ricava:

$$C G = \frac{z (f - M \omega^2)}{M \omega^2} ;$$

affinchè sia:

$$C G = 0$$

deve essere:

$$f = M \omega^2$$

(*) FÖPPL, *Das problem der Lavalschen Turbinenwelle*. Civilingenieur, 1895, pag. 332.

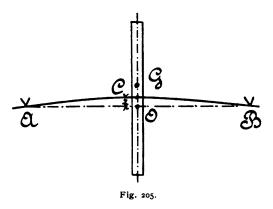
(**) Vedi anche STODOLA, *Die Dampfturbinen*.

e quindi la velocità critica è data da:

$$\omega = \sqrt{\frac{f}{M}}.$$

E se si rammenta che:

$$M = \frac{P_r}{g} = \frac{P_r}{9.81}$$

Fig. 205.

dove P_r è il peso della parte girante e che, se n è il numero dei giri compiuti dall'asse:

$$\omega = \frac{2\pi n}{60}.$$

Si ha, prendendo per unità di z il centimetro:

$$n = 300 \sqrt{\frac{f}{P_r}}.$$

Da quanto precede si può ricavare una terza conclusione; se la velocità angolare supera quella critica evidentemente si ha:

$$CO > OG$$

ed allora:

$$f \cdot z = M(z - CG)\,\omega^2$$

e quindi:

$$z = \frac{C\,G}{1 - \frac{f}{M\omega^2}}$$

e poichè, se si indica con ω_c la velocità angolare critica è:

$$\omega_c^2 = \frac{f}{M}$$

si ha:

$$z = \frac{C\,G}{1 - \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2}$$

ed è chiaro che il valore di z si avvicina tanto più a quello di $C\,G$ quanto più piccolo è il rapporto del denominatore, ossia quanto maggiore è ω rispetto ad ω_c. Dunque:

3.° Se la velocità angolare dell'asse è superiore a quella critica, quanto maggiore è il rapporto fra le due velocità, tanto più il centro di gravità G tende a portarsi sull'asse di rotazione $A\,O\,B$ che diviene asse principale di inerzia del sistema girante.

Nelle turbine De Laval è:

$$\omega = 7\,\omega_c\,.$$

Ed è ovvio che dal valore di ω e di P_r si deduce quello di f e quindi il diametro dell'albero corrispondente.

§ 4. — *Il profilo della ruota mobile.* Con la velocità in giuoco nelle ruote De Laval e nelle turbine ad azione del primo gruppo in genere, il materiale che costituisce la ruota viene sollecitato per effetto della forza centrifuga a dei carichi, per millimetro quadrato, superiori a quelli che si adottano nella meccanica corrente. Se si considera un disco formato da tanti anelli concentrici indipendenti fra loro e si indica con v la velocità periferica media di uno qualsiasi di essi e δ il peso specifico

del materiale che forma il disco, la sollecitazione unitaria σ è data da:

$$\sigma = \frac{\delta v^2}{g} \; (*) \; .$$

(*) Se lo spessore dell'anello, nel senso del raggio, è 1 centimetro e normalmente al piano della figura è Δa (fig. 206) il peso del volume di anello compreso fra due piani passanti per il suo asse e distanti, sulla periferia media, di un centimetro, è dato da:

$$\Delta a \,.\, \delta$$

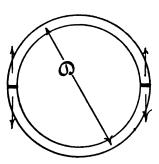



Fig. 206.

e la forza centrifuga relativa da:

$$\frac{2 \,.\, \Delta a \,.\, \delta}{g} \; \frac{v^2}{D} \, .$$

Due sezioni diametralmente opposte sono quindi sollecitate da tutte le componenti di queste forze normali al piano di quelle e quindi da:

$$\frac{2 \,.\, \Delta a}{g} \,.\, \delta \,.\, v^2$$

e se σ è la sollecitazione unitaria si ha:

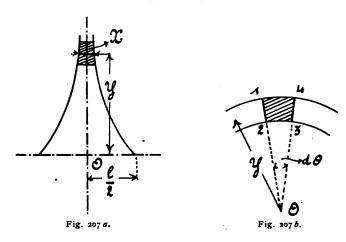
$$2 \, \sigma \, \Delta a = \frac{2 . \Delta a . \delta . v^2}{g}$$

e quindi:

$$\sigma = \frac{\delta v^2}{g} \, .$$

E per:

$$\delta = \text{Kg. } 0.008 \text{ per cm}^3$$

Fig. 207 *a*. Fig. 207 *b*.

si hanno per i vari valori di v i seguenti di σ:

v Metri	σ Kg. per mm²
25	0.5
50	2.—
75	4.5
100	8.—
150	18.—
200	32.—
400	128.—

Evidentemente l'ipotesi dell'indipendenza dei vari anelli porterebbe a delle sollecitazioni, cui nessun materiale resisterebbe. Conviene quindi tenere conto anche delle forze di coesione fra un anello e l'altro ed affrontare la questione da un punto di vista generale.

Indichiamo con Y la distanza dall'asse di rotazione (fig. 207) del centro di gravità di un elemento del disco compreso fra le superfici cilindriche di raggio rispettivamente:

$$Y + \frac{dY}{2} \quad ; \quad Y - \frac{dY}{2}$$

e due piani passanti per l'asse e comprendenti un angolo $d\theta$. Il volume di quell'elemento si può scrivere:

$$Y . d\theta . X . dY ;$$

e la forza centrifuga che lo sollecita:

$$\frac{\delta}{g} d\theta . dY . X . Y^2 . \omega^2 .$$

A questa si oppongono: l'adesione lungo le faccie di traccia 1 2 e 3 4 che dà una componente nel senso radiale data da:

$$2 X dY . \frac{d\theta}{2} \sigma_r$$

se σ_r è la sollecitazione unitaria.

La faccia di 1-4 dell'elemento considerato subisce la tensione dovuta all'elemento successivo e quindi una sollecitazione unitaria σ_t; si ha quindi uno sforzo:

$$\left(Y + \frac{dY}{2}\right) d\theta \left(X + \frac{dX}{2}\right) \sigma_t$$

e sulla faccia 2-3, in segno opposto al precedente, uno sforzo:

$$\left(Y - \frac{dY}{2}\right) d\theta \left(X + \frac{dX}{2}\right) \sigma_t$$

Se l'elemento è in equilibrio è ovvio che si ha:

$$\frac{\delta}{g} d\theta . dY . X . Y^2 \omega^2 = 2X dY \frac{d\theta}{2} \sigma_r + \left(Y - \frac{dY}{2}\right) d\theta \left(X - \frac{dX}{2}\right) \sigma_t - \\ - \left(Y + \frac{dY}{2}\right) d\theta \left(X + \frac{dX}{2}\right) \sigma_t$$

e supponendo:

$$\sigma_t = \sigma_r$$

semplificando si ha:

$$\frac{dX}{dY} + \frac{\delta}{g} \frac{\omega^2}{\sigma} X Y = 0$$

e integrando, indicando con l la larghezza del disco in corrispondenza all'asse:

$$X = \frac{l}{e^{kY^2}}$$

dove

$$k = \frac{\delta}{2g} \frac{\omega^2}{\sigma}.$$

Se invece indichiamo con s lo spessore del disco che corrisponde al raggio $\frac{D}{2}$ e che viene determinato dalla forza centrifuga che sollecita le palette si ha:

$$X = s\, e^{k\left(\frac{D^2}{4} - Y^2\right)}$$

e si può quindi avere lo spessore del disco alle varie distanze dall'asse.

§ 5. — *Regolazione della turbina De Laval.* Come è indicato nella figura 201 ogni distributore è munito di una valvola con la quale si può variare o chiudere la sezione minima di esso ed effettuare quindi la regolazione a mano della turbina. Automaticamente la regolazione è fatta col secondo dei metodi generali indicati nel § 1 del Capitolo XV, e cioè strozzando più o meno il vapore all'ammissione.

Fig. 208.

Il regolatore è montato ad un'estremità dell'asse comandato della turbina, e le parti che lo compongono sono indicate nella figura 208 in vista, nella figura 209 in sezione assieme agli organi che trasmettono il comando alla valvola di strozzamento.

Nella bussola *K* (fig. 209) è infilato, conassico per effetto della parte cilindrica *E* (fig. 209), il pezzo indicato con *10* (fi-

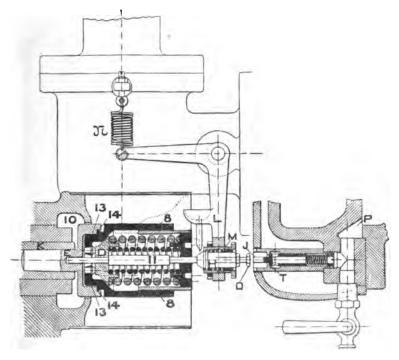



Fig. 209.

gure 208 e 209) contro al quale si appoggiano due mezzi manicotti *8* (fig. 208 e 209) muniti ciascuno di un'appendice nella quale trova sede opportuna un piccolo perno; contro questi due perni una molla cilindrica (fig. 208) o due molle cilindriche (figura 209), tenute fisse ad un estremo dalla viera *12* avvitata nella parte cilindrica del pezzo *10*, premono una specie di stantuffino *D* (fig. 209) munito di un'asta *11* (fig. 208 e 209). Quello che avviene si immagina ora facilmente: la forza centrifuga tende a far girare i mezzi manicotti *8* attorno alle linee *14* di appoggio di essi sulla base *13* del pezzo *10*, spostando verso destra lo stantuffo *D*, l'asta *11* e quindi, a mezzo di un manicotto *M*, il

braccio L di una leva d'angolo che, come indica la figura 210

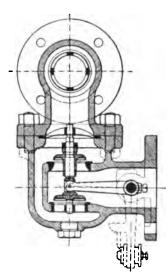



Fig. 210.

comanda una valvola di ammissione a doppia sede.

La molla N (figura 209) facilita il ritorno della leva L alla posizione che corrisponde all'apertura completa della turbina.

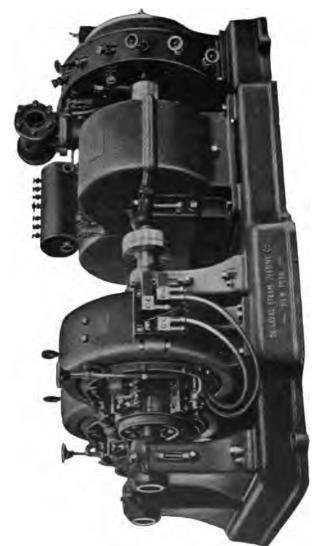
Nelle costruzioni americane della turbina De Laval munita di condensatore il regolatore comanda anche a mezzo del dado Q una valvola d'aria T. Lo scopo di questa è quello di variare il vuoto nella camera dove gira la ruota. L'aria che entra da P oppone una maggiore resistenza alla rotazione della ruota e fa variare rapidamente la velocità di efflusso del vapore.

Fig. 211.

Nei tipi odierni di turbina si cerca di comandare automaticamente la valvola di ogni bocca distributrice a mezzo di un piccolo servomotore a vapore come indica la figura 211.

Il vapore entra sotto lo stantuffo, premuto in senso opposto da una molla cilindrica e muove l'asta che apre più o meno, a seconda della pressione del vapore ammesso nel servomotore, la sezione minima del corrispondente ugello.

§ 6. — *L'insieme della turbina.* — La turbina a vapore De-Laval si accoppia direttamente, con l'asse o gli assi secondari, a vari tipi di macchine operatrici: generatori elettrici, pompe centrifughe, ventilatori.

La Tavola III dà la vista esterna di una turbina di 300 HP accoppiata a due dinamo a corrente continua.

Turbina De Laval da 300 cavalli accoppiata con due generatori a corrente continua.

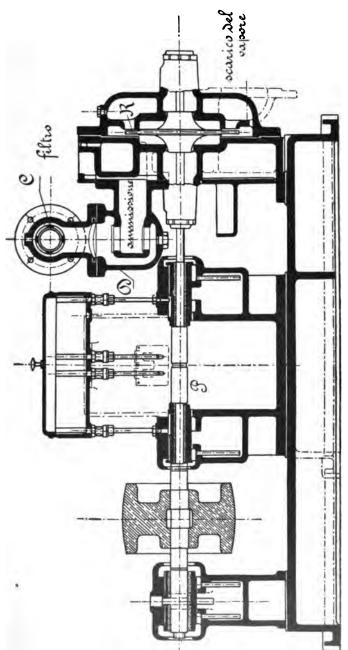



Fig. 212. — Sezione verticale di una turbina De Laval.

A destra si vedono la camera della turbina ed i volantini di manovra delle valvole relative ai vari distributori.

Indi si vede la cassa che contiene gli ingranaggi elicoidali: un pignone centrale comanda due ingranaggi laterali sul cui asse, con giunto rigido, è accoppiato il generatore elettrico. Tutte le varie parti sono montate sopra un'unica placca di fondazione. La figura 212 rappresenta invece una sezione, con un piano verticale passante per l'asse della ruota, di una turbina De Laval di piccola potenza. Il vapore prima di arrivare ai distributori passa attraverso un filtro C, indi attraverso la valvola di ammissione (fig. 210). La ruota mobile è indicata con R, il pignone montato sul suo asse con P. Poi la sezione salta, si vede la puleggia montata sull'asse dell'ingranaggio comandato ed il relativo sopporto.

La figura 213 rappresenta la pianta della turbina, la figura 214 una vista laterale.

La figura 215 rappresenta la sezione di uno dei sopporti dell'albero flessibile che porta la ruota.

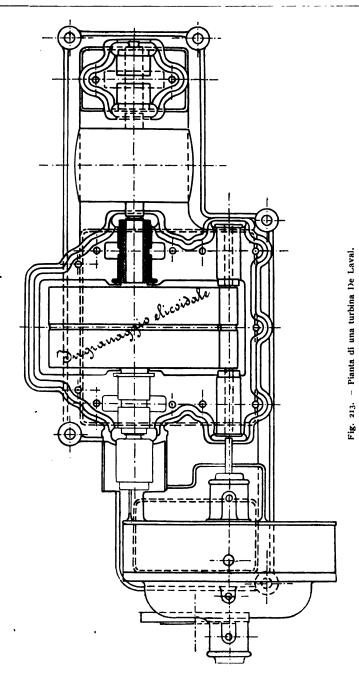
§ 7. — *Risultati sperimentali - consumo di vapore.* — I dati sperimentali relativi alla turbina De-Laval sono molto numerosi. Di veramente interessanti dal punto di vista scientifico non si hanno però che le ricerche già citate del Delaporte intese a determinare anche il rendimento organico di una turbina da 200 cavalli. Le cifre sperimentali raccolte danno per il lavoro assorbito nella rotazione della ruota, nei sopporti e negli ingranaggi i valori seguenti:

Lavoro assorbito per la rotazione della ruota	HP	10.2
Attrito nei sopporti	»	2.5
Ingranaggi.	»	2.-
Totale	HP	14.7

E poichè i cavalli ottenuti erano, in una delle esperienze, 197.5, si ha un rendimento organico dato da:

$$\frac{197.5}{197.5 + 14.7} = 0.93 \cdot$$

Il rendimento relativo di tali turbine è nelle migliori con-

Fig. 213. – Pianta di una turbina De Laval.

dizioni 0.65 e si ha quindi un rendimento totale massimo del 0.6 circa e quindi un consumo minimo di vapore che è 1.66 volte il teorico.

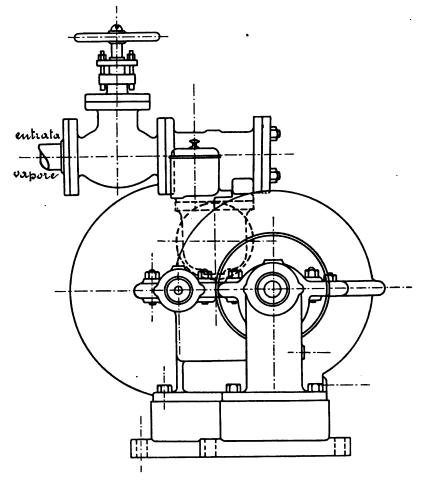



Fig. 214.

Le esperienze eseguite nel giugno 1900 a Pötschmühle dal Jacobson hanno dato i risultati qui raccolti :

Durata dell'esperienza ore 5; 15′

Pressione assoluta del vapore . . .	in caldaia	atm.	11.47
	alla valvola di ammissione	»	11.28
	al distributore	»	9.61
Vuoto nel condensatore		cm.	68.53
Distributori aperti		N.	8
Giri secondari		»	755
Cavalli effettivi		»	342
Vapore per cavallo-ora		Kg.	**7.01**

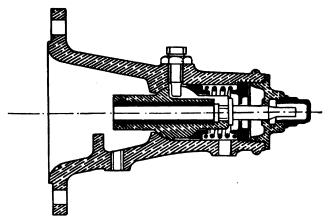



Fig. 215.

Il consumo teorico di vapore nelle suesposte condizioni sarebbe invece di Kg. 3.9 e quindi il rendimento totale del gruppo è dato da:

$$\frac{3.9}{7.01} = 0.56$$

e si ha quindi un rendimento relativo dato da:

$$\frac{0.56}{0.93} = 0.60 \cdot$$

La velocità teorica con la quale il vapore dovrebbe uscire

dal distributore è di metri 1170 circa, quella effettiva, ammessa una perdita del 10 % è di

metri 1110.

Dalla tabella esposta a pag. 250 si ricava:

$$v_1 = 422 \text{ metri}$$

e quindi, supponendo:

$$\alpha = 20^0$$
$$w_1 = \text{metri } 725$$

e:

$$w_2 = 0.6\, w_1 = \text{metri } 435$$

e quindi:

$$u = \text{metri } 235$$

Le perdite, secondo le cifre sopra esposte sarebbero quindi così ripartite:

Distributore	10 %
Ruota mobile	25 %
Scarico	4 %
Totale perdite	39 %

E press'a poco allo stesso risultato si arriva supponendo di perdere, come ammette il prof. Stodola, il 15 % nel distributore, il 20 % nella ruota ed il 5 % allo scarico. Ma, data la dimensione e la distanza delle palette della ruota mobile, crediamo sia più logico anche per le ragioni che esporremo in un seguente paragrafo, ammettere molto sensibile la perdita entro la ruota.

Nelle citate esperienze, con un minor numero di distributori aperti si sono avute le cifre raccolte nel seguente specchietto:

Ugelli aperti	Pressione del vapore prima dei distributori Atmosfere ass.e	Vuoto in cm.	Cavalli frenati	Consumo per HP-ora
7	9.6	68.56	297.8	**7.05**
6	9.5	69.19	252.6	**7.12**
4	9.5	70.15	165.	**7.27**
3	9.5	70.90	120.5	**7.47**
2	9.5	71.54	74.5	**8.05**
1	9.5	71.75	30.8	**9.74**

Come rilevasi dalle cifre dell'ultima colonna, il rendimento totale diminuisce in modo molto sensibile. Così per l'esperienza eseguita con un solo ugello aperto si ha un rendimento totale di 0.38; se si ammette quindi che, per la diminuita pressione allo scarico, solo 12 cavalli sieno perduti per muovere la turbina si ha un rendimento organico di:

$$\frac{30.8}{42.8} = 72\ ^0/_0$$

e conseguentemente uno relativo del 53 $^0/_0$ circa.

Nella tabella seguente raccogliamo i risultati delle esperienze eseguite nel 1902 a Trenton su una turbina De Laval eseguita dalla casa americana:

Durata esperienza Ore	Ugelli aperti	Pressione prima valvola Kg.	Pressione dopo la valvola Kg.	Vuoto condensatore cm.	Giri secondari	Cavalli al freno	Consumo per cavallo-ora Kg.	Osservazioni
4	8	14	13.7	67.5	747	333	**6.85**	Vapore saturo
2	7	14	13.6	68.-	746	284.8	**7.05**	
2	5	14	13.6	69.5	751	195.2	**7.50**	
3	3	14	13.82	71.5	751	118.9	**7.40**	
6	8	14.4	13.9	69.-	750	352.-	**6.30**	Surriscaldato di 50°
2	7	14.5	13.8	69.5	756	298.4	**6.50**	» » 36°
3	5	14.-	13.8	69.8	743	196.5	**7.—**	» » 6°

Per turbine di potenza minore i consumi di vapore per cavallo sono maggiori, ed aumentano grandemente per potenze piccolissime (10-20 cavalli). Queste unità infatti se utilizzano salti di pressione elevati lavorano in condizioni di rendimento pessimo, giacchè la loro velocità periferica è relativamente molto bassa, se invece utilizzano piccoli salti di pressione hanno un buon rendimento relativo ma il consumo di vapore è elevato giacchè è molto basso il rendimento termico.

Così in una turbina di 50 HP provata nel maggio 1899 a Groningen si sono avute le seguenti cifre:

Durata esperienza	Pressione del vapore alla turbina	Vuoto condensatore	Cavalli al freno	Consumo per HP-ora	Giri secondari
Ore	Kg.	cm.		Kg.	
8.10	7.15	66.5	47.52	12.4	1547

Il rendimento totale di una turbina di questo tipo ma della potenza di 10 HP che gira a 188 metri di velocità periferica funzionante con vapore saturo alla pressione iniziale di 5 kg. per cm² e scaricante nell'atmosfera è del 0.34 circa; precisamente, ammessa una perdita nel distributore del 5 % si avrebbe:

$$c \text{ (teorico)} = 725 \text{ metri} \qquad c = 710$$

e con:

$$\alpha = 20^\circ$$

si ha:

$$w_1 = 618$$
$$w_2 = 0.7\, w_1 = 432.6$$
$$u = 343\,.$$

E quindi un rendimento relativo di 0.37 ed uno totale, ammesso 0.90 il rendimento organico (la ruota gira in un ambiente a pressione atmosferica) di:

$$0.37 \times 0.90 = 0.33$$

Il consumo teorico di vapore per cavallo e per ora sarebbe di kg. 10, quello effettivo sarà di

$$\text{Kg. } \frac{10}{0.33} = 30.$$

Intorno a tale cifra si aggirano appunto i consumi pratici per tale potenza.

Si sono accennati nel § 6 del cap. 12 i motivi per cui le turbine ad azione del primo gruppo possono sopportare dei fortissimi surriscaldamenti. Il prof. Lewicki nel laboratorio del Politecnico di Dresda ha eseguito delle esperienze sopra una turbina De Laval di 30 HP con vapore a 500° ed ha ottenuto per il pieno carico, con una pressione iniziale di 7 atmosfere assolute e scarico nell'aria, un consumo di vapore di:

Kg. 11.5

di fronte ad un consumo teorico calcolato (Cap. 7 § 5) di Kg. 4.9, ossia un rendimento totale del 42.5 % con una velocità periferica media della ruota di metri 210 al 1″.

La temperatura del vapore misurata allo scarico era di 343°.

§ 8. — *Osservazioni sulla turbina De Laval.* La caratteristica della turbina a vapore De Laval è una semplicità di organi grande e, costruttivamente, audace; e se alla stessa corrispondesse un consumo di vapore (ci riferiamo, si intende, alle unità da 150 a 300 cavalli) appena vicino a quello delle ordinarie motrici a stantuffo di pari potenza, crediamo che già da tempo essa sarebbe stata a queste preferita giacchè gli ingranaggi riduttori della velocità sono così accuratamente studiati e lavorati da non permettere, da questo lato, alcun timore.

Ma il tipo De Laval è quello maggiormente in lotta col nemico comune a tutte le turbine a fluido elastico, con la forza centrifuga: se si arriverà, ed è sperabile vi si arrivi, ad avere un materiale che sia di facile lavorazione ed abbia un carico di rottura tale da permettere, con un forte coefficiente di sicurezza, di fare girare a 550 metri di velocità periferica, una ruota di diametro non esagerato munita di palette più alte, nel senso

dell'asse della ruota, di quelle che impiega ora il De Laval, crediamo che da tale turbina si potrà ottenere un rendimento relativo del 75 % e quindi, lavorando con pressioni elevate, con forti surriscaldamenti e un vuoto eccellente, dei consumi di vapore per cavallo e per ora cui le motrici a stantuffo non sono ancora arrivate.

Invece la limitazione di velocità fa sì che il rendimento relativo sia buono quando è cattivo il rendimento termico e cioè la turbina lavora con vapore a bassa pressione e con un vuoto normale; divenga cattivo se la pressione è elevata, il vapore surriscaldato, il vuoto, molto spinto, per due ragioni:

I - perchè è elevata la perdita entro la ruota mobile;
II - perchè è elevato il valore dell'energia perduta allo scarico.

La perdita entro la ruota mobile è elevata per molte ragioni.

La forma dei condotti distributori fa sí che sì abbiano infiniti valori dell'angolo α (fig. 216) cui corrispondono evidentemente altrettanti valori dall'angolo β mentre le pale hanno un unico valore di tale angolo che certamente verrà determinato col valore di α massimo, con α_1 e la velocità v_1 minima, quella cioè corrispondente ai punti delle pale più vicini all'asse della ruota.

In tutti gli altri punti si ha urto all'ingresso del vapore nella ruota, ma sulla parte concava, mentre se l'angolo β delle pale fosse determinato in base al valore di α_2 (α minimo), l'urto si avrebbe sulla superficie convessa.

È ovvio poi che l'angolo β dovrà corrispondere (fig. 217) alla superficie convessa.

In secondo luogo l'altezza molto piccola delle pale, il loro passo in confronto elevato, fa sì che entro i canali della ruota mobile il vapore si muova come indica la figura 218; portando come ascisse il valore della distanza delle varie sezioni del getto di vapore dalla sezione minima del distributore, e come ordinate la pressione si otterrebbe una linea analoga alla *a b c d e* (fig. 219).

Il vapore si espande cioè all'uscita della ruota mobile.

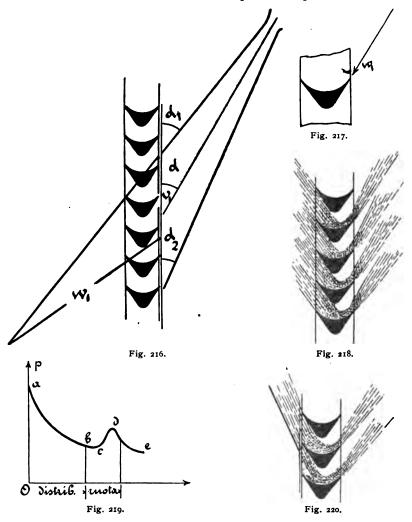
Ed un'altra perdita entro la ruota mobile si ha per effetto della discontinuità del distributore: quando le pale si trovano

Fig. 216.

Fig. 217.

Fig. 218.

Fig. 219.

Fig. 220.

nella posizione rappresentata dalla figura 220, i filetti di vapore estremi, nel senso del movimento della ruota, urtano la paletta verso il suo centro entrando ed uscendo quindi dalla ruota mobile in cattive condizioni di rendimento.

CAPITOLO XIX

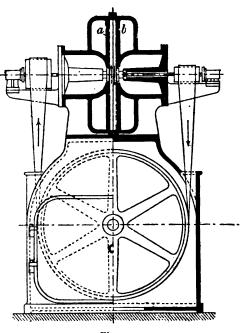
La turbina Seger.

§ 1. — *Caratteri generali*. È una turbina ad azione del primo gruppo e dai suoi costruttori, non comprendiamo per quale motivo, è chiamata *turbina compound;* la sua costruzione è limitata a piccole potenze e dovrebbe avere lo scopo di migliorare il basso rendimento delle turbine De Laval di piccolapotenza(10-80 cavalli) utilizzando l'energia posseduta dal vapore che si scarica dalla ruota mobile per fare girare, in senso inverso alla prima, una seconda ruota montata di fianco a quella su un albero conassico al primo.

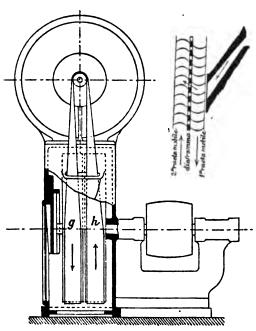
Fig. 221.

Le due ruote *a* e *b* (fig. 221) sono identiche e girano con

velocità diversa; le due velocità periferiche stanno o come i numeri 1 e 1.6 o 1 e 2; il loro movimento, mediante cinghia, è trasmesso ad un asse unico che si muove a velocità molto ridotta.

§ 2. — *Distributore e ruota mobile*. Il distributore della turbina Seger non differisce nella forma, e nell'insieme costruttivo, da quello della turbina De Laval: sono in generale quattro ugelli divergenti posti lateralmente alla ruota a due a due simmetricamente opposti.

Fig. 222.

Le ruote mobili hanno le pale riportate, non ci è noto esattamente in che modo, ma crediamo con un attacco analogo a quello delle ruote De Laval; si ha come in queste:

$$\beta = \gamma = 30^\circ$$
$$\alpha = 20^\circ.$$

Fra le due ruote, allo scopo di diminuire il lavoro dovuto all'effetto ventilante delle parti giranti, che sarebbe molto elevato trattandosi di due ruote che girano in senso contrario, è interposto un diaframma (fig. 222) il quale è forato in corrispondenza allo scarico del vapore dalla prima ruota.

§ 3. — *Regolazione*. Il lavoro motore si regola automaticamente come nella turbina De Laval strozzando il vapore con una valvola comandata dal regolatore montato sull'asse della turbina. A mano la regolazione si compie chiudendo più o meno la sezione minima dei distributori.

§ 4. — *L'insieme della turbina.* Nel suo complesso la turbina Seger si presenta con una costruzione elegante ed accurata come indicano le figure nella Tav. IV. Il vapore viene ammesso in una camera, che abbraccia tutti i distributori, e che è fusa con metà dell'inviluppo che comprende la capacità nella quale girano, con giuoco sensibile, le due ruote. L'altra metà porta come la prima due sopporti fra i quali è montata una puleggia sulla quale si avvolge la cinghia riduttrice di velocità. Le due metà sono riunite con viti: una cerniera permette di aprire in modo facile la turbina e ispezionare le due ruote. Le due puleggie hanno naturalmente diametro diverso come diverso è il numero di giri degli assi sui quali sono montate: la cinghia si avvolge su esse e poi su due puleggie *g* ed *h* (fig. 222) racchiuse nella base della macchina, una delle quali, la *g*, può sportarsi verticalmente per dare la voluta tensione alla cinghia. La *h* è la puleggia che trasmette il lavoro all'albero sul quale può essere montata una puleggia (fig. 222 e Tav. IV), se si vuole che il movimento sia trasmesso con cinghia ad una macchina operatrice qualsiasi, oppure la parte girante di un generatore elettrico, di una pompa centrifuga, ecc.

La turbina che era esposta a Parigi nel 1900 capace di sviluppare 12 cavalli aveva le due ruote mobili che giravano rispettivamente, con una pressione iniziale di 8 Kg. per centimetro quadrato e scarico nell'aria a 7000 e 4200 giri.

La turbina Seger di 60 cavalli con la stessa pressione iniziale, senza condensazione, ha le due ruote che compiono rispettivamente 6600 e 3300 giri; l'asse secondario ne compie 550.

La stessa lavorando con condensazione ha le ruote che compiono rispettivamente 8400 e 4200 giri.

§ 5. — *Risultati sperimentali - consumo di vapore.* Non si conoscono che i risultati di pochissime esperienze eseguite a Stocolma dai proff. Anderson e Rosborg.

I dati e risultati relativi ad una turbina di 60 cavalli circa sono i seguenti:

Pressione iniziale del vapore . . Kg. per cm^2 7.8
» allo scarico. . . atmosferica
Consumo di vapore per cavallo-ora . . Kg. 16.7

Tav. IV.

Turbina Seger da 12 cavalli.

Il rendimento totale di tale turbina, poichè il consumo di vapore teorico sarebbe di Kg. 8.3 è dunque del 50 %.

Teoricamente esso può essere calcolato come segue.

Supponendo una perdita nel distributore del 5 % abbiamo, ammettendo per la prima ruota:

$$v_1 = 150 \text{ metri}$$

e:

$$\alpha = 20^\circ,$$
$$c = 785 \text{ metri}$$
$$w_1 = 660 \text{ »}$$
$$w_2 = 0.7\, w_1 = 462 \text{ metri}$$
$$u = 335 \text{ metri};$$

per la seconda ruota:

$$v_1 = 75 \text{ metri}$$
$$w_1 = 275 \text{ »}$$
$$w_2 = 193 \text{ »}$$
$$u = 150 \text{ »}$$

Si può quindi formare il seguente bilancio:

Kgm. corrispondenti ad 1 Kg. di vapore che ha la velocità teorica di metri 805 . .	33100
Kgm. perduti nel primo distributore. . .	1625
» » nella prima ruota	11100
» » » seconda ruota . . .	1930
» » allo scarico	1150
Totale Kgm. perduti. .	15805

Si ha quindi un rendimento relativo di:

$$\frac{33100 - 15805}{33100} = 52.2\ \%.$$

Ammesso un rendimento organico del 0.9 si avrebbe quindi un rendimento totale calcolato del:

$$52.2 \times 0.9 = 47\ \%\ .$$

§ 6. — *Osservazioni sulla turbina Seger.* È evidente che la turbina Seger, per le piccole potenze per le quali è costruita presenta qualche vantaggio sulla turbina De Laval giacchè consuma meno vapore di questa. Essa presenta infatti tutti gli svantaggi delle turbine ad azione, parziali del primo gruppo di qualsiasi potenza, ma ha rispetto a quelle di potenza limitata il vantaggio di una perdita allo scarico molto piccola.

Consiglieremmo però e una distanza fra le pale delle ruote mobili minore e un sistema di trasmissione, fra i due alberi primari ed il secondario, che non sia così in contrasto con le buone norme della meccanica come quello adottato: una trasmissione per cinta in quelle condizioni con un rapporto fra le due velocità di $\frac{1}{12}$ può essere audace, ma non dà affidamento di una grande regolarità o quanto meno deve presentare dei forti scorrimenti tanto più che si hanno puleggie di tre diametri e che per il più piccolo lo spessore della cinghia influisce sensibilmente sulla velocità.

CAPITOLO XX

La turbina A. E. G. (*Riedler-Stumpf*) (*).

§ 1. — *Caratteri generali.* È una turbina ad azione del primo gruppo che ha la grande caratteristica di non avere le pale della ruota mobile riportate sulla ruota stessa, ma lavorate alla fresa sulla periferia di questa. Tale lavorazione permette evidentemente la costruzione di ruote di grande diametro perfettamente equilibrate, che dovrebbero quindi poter girare ad una velocità periferica di 400 metri senza inconvenienti compiendo un numero di giri non superiore ai 3000: tale cifra permette il diretto accoppiamento anche con generatori a corrente alternata a 50 periodi.

Che se, per ragioni di natura meccanica, non si può spingere la velocità a 400 metri e si vuole una ruota di diametro non superiore ai due metri (400 metri di velocità periferica e 3000 giri domandano una ruota del diametro di 2550 mm.) si possono benissimo impiegare delle ruote con due corone di pale fresate. Tale disposizione è usata anzi correntemente della Allgemeinen-Elektricitäts - Gesellschaft costruttrice delle turbine Riedler-Stumpf.

Le unità accoppiate a generatori elettrici a corrente alternata a 50 periodi fino alla potenza di 1500 KW compiono 3000

(*) Vedere su tale turbina le pubblicazioni dei proff. Riedler e Lasche dalle quali sono ricavate le figure che illustrano questo capitolo e la figura 285 del Capitolo XXV.

giri; da 1500 a 3000 KW 1500, da 3000 a 4000 KW 1000 giri, da 4000 in su 750 giri.

§ 2. — *Distributore e ruota mobile.* I canali distributori si trovano disposti simmetricamente attorno alla ruota o alla prima corona se la ruota ne ha due; la loro forma è sensibilmente diversa, costruttivamente, da quella del distributore De Laval pur soddisfacendo alle condizioni teoriche che questo richiede.

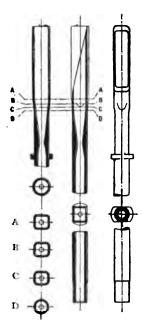



Fig. 223.

La figura 223 rappresenta appunto varie sezioni longitudinali e trasversali dei canali distributori della turbina A. E. G. i quali, rispetto all'ugello a sezione sempre circolare De Laval, presentano il vantaggio di diminuire le perdite che si verificano per l'urto del vapore contro le pale, all'ingresso della ruota mobile e tale diminuzione compensa largamente le aumentate perdite d'attrito che si hanno nell'ugello per il percorso del vapore nel tratto a sezione quadrata.

Ogni ugello distributore attraversa la parete in ghisa della cassa cilindrica, munita di appositi aggiustaggi, nella quale gira la ruota e per mezzo di un tubo comunica con la camera di divisione della quale si dirà più innanzi.

I canali della ruota mobile lavorati alla fresa in un disco di acciaio al nichel hanno la forma indicata dalle figure 103 *a*) e *b*) (pagg. 119 e 120) e prospetticamente dalla figura 224. La ruota può avere un diametro, variabile secondo la potenza della turbina, che può raggiungere i tre metri. La ruota di 2 metri di diametro ha 150 canali fresati e pesa 850 kg.

La larghezza della corona nella quale sono fresati i canali è di 90 mm.

Le ruote a due corone sono costruite dalla A. E. G. per non affrontare una velocità molto elevata e limitare questa ai

200 metri. Ogni corona ha allora i canali con la sezione indicata

Fig. 224.

a pag. 142 (figg. 121 e 123) ed il vapore agisce appunto come è indicato a pag. 142.

Fig. 225.

La figura 225 mostra appunto una ruota mobile a due co-

rone montata con attacco a flangia, sul suo asse e disposta nella camera di scarico.

§ 3. — *Regolazione*. — Il vapore viene ammesso alla cosidetta *camera di divisione* conassica alla turbina, come si vede

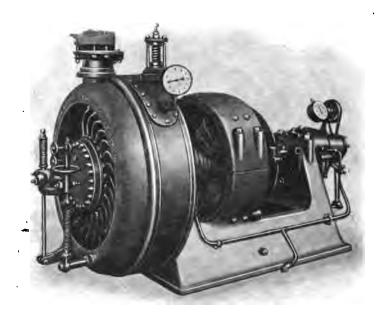



Fig. 226.

in vista prospettiva nella figura 226, e schematicamente nella 227, dove è indicata con *C*, dalla quale partono tanti tubi *T* quanti sono gli ugelli distributori; la comunicazione di ogni tubo con la camera di divisione del vapore può essere tolta a mezzo di un nastro flessibile di acciaio che si svolge da un tamburo, posto nella camera stessa (fig. 228), che viene comandato del regolatore e che può anche manovrarsi a mano. Il regolatore è un ordinario regolatore centrifugo montato sull'asse della turbina: un sistema di leve trasforma gli spostamenti assiali del suo manicotto in un movimento rotativo dell'organo che porta il nastro otturatore.

Questo nastro è premuto contro le luci che deve chiudere dalla differenza fra la pressione del vapore e la pressione della

capacità nella quale gira la turbina (pressione del condensatore), e la tenuta è praticamente perfetta.

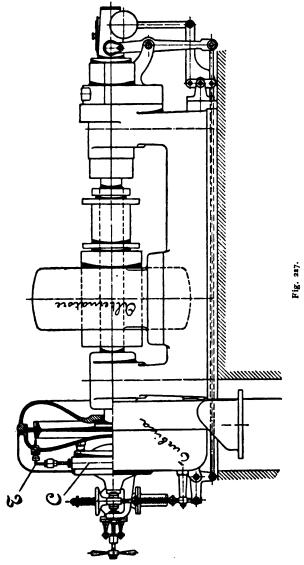



Fig. 227.

§ 4. — *L'insieme della turbina.* La figura 229 rappresenta l'insieme schematico di una unità A. E. G. di 2000 cavalli a

3000 giri con ruota unica. La ruota mobile è montata a sbalzo sul suo albero, questo è guidato da due soli sopporti lubrificati

Fig. 228.

con olio in pressione mosso da apposita pompa rotativa coman-

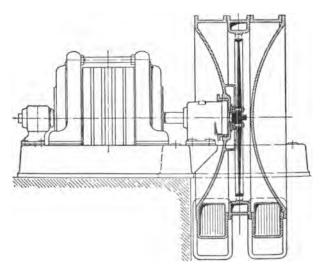



Fig. 229.

data dall'asse della turbina. Le dimensioni di questa risultano quindi molto ridotte e si ha anche il vantaggio di un solo premistoppa.

Una valvola che si chiude rapidamente ed automaticamente, quando la velocità della turbina supera del 15 % la normale, serve ad impedire che la parte girante del gruppo, se il regolatore per un guasto qualsiasi non funziona, abbia a raggiungere una velocità pericolosa specialmente per il generatore elettrico.

§ 5. — *Risultati sperimentali - consumo di vapore.* Non si conoscono ancora risultati di prove ufficiali: nella memoria del prof. Lasche sono riportate delle curve di consumo per varie unità ricavate da esperienze eseguite nella sala prove della A. E, G.; ma all'infuori della pressione iniziale di 12 atmosfere non è indicato nè il surriscaldamento nè il vuoto del condensatore e quindi nessuna conclusione si può ricavare dalle stesse.

§ 6. — *Osservazioni sulla turbina A. E. G. ad una sola ruota.* Non ci consta che la A. E. G. abbia costruito per la pratica turbine ad una sola ruota con velocità superiore ai 400 metri e con ruote di diametro superiore ai 2500 mm.; è molto probabile che, ad onta della fresatura delle pale, il far coincidere l'asse passante per il centro di gravità della ruota con l'asse principale di inerzia del sistema girante, non sia praticamente molto facile. Le unità piccole, di potenza minore di 100 cavalli hanno infatti ruote di 1800 mm. di diametro che hanno ad ogni modo, con 3000 giri, delle velocità periferiche superiori a quelle delle ruote De Laval di eguale potenza e quindi un rendimento relativo maggiore anche perchè, data la dimensione dei canali nel senso dell'asse, la loro sagoma identica per tutti, si hanno nella ruota mobile delle perdite minori che non nella ruota De Laval. Crediamo appunto che nella ruota Riedler-Stumpf si possa ritenere almeno:

$$w_2 = 0.8\, w_1.$$

Quanto al rendimento organico questo non è inferiore a quello di una turbina De Laval giacchè l'effetto ventilante delle pale qui viene a mancare quasi completamente, e mancano anche gli ingranaggi riduttori di velocità; si ha in cambio un diametro della parte girante almeno 3 volte maggiore e quindi un maggiore lavoro richiesto nella rotazione del disco.

Impiegando ruote di diametro minore di 1500 mm. e con due corone il rendimento relativo diminuisce, mentre aumenta quello organico, perchè sono maggiori i valori della velocità relativa del vapore nei canali della prima corona e quindi le perdite che si verificano in questa.

Un inconveniente che tale turbina presenta, ma che nella pratica non ha grande importanza, è dato dalle forti condensazioni iniziali che si verificano all'avviamento della turbina data appunto l'estensione dei canali della ruota mobile e la lunghezza dei condotti che conducono il vapore ai singoli distributori.

Possiamo calcolare il rendimento relativo teorico di una turbina a ruota unica che lavora con le pressioni estreme di 10 e 0.1 kg. per cm² e 100° di surriscaldamento e una velocità periferica della ruota di metri 300.

Il valore teorico della velocità del vapore all'uscita del distributore sarebbe di metri 1256 (pag. 108); quello effettivo, ammessa una perdita del 10 % sarà dato da

$$c = \text{metri } 1180$$

e si ha quindi costruendo un diagramma analogo a quello della pag. 141

$$w_1 = 900 \text{ metri}$$

e:

$$w_2 = 720 \quad »$$

e quindi costituendo il diagramma di uscita, giacchè data la posizione dei canali rispetto la periferia qui non si può ammettere, come a pag. 141, $u = w_2 - v_2$ si ha:

$$u = 430 \text{ metri}$$

e quindi un rendimento relativo del 57 % circa che, per piccole unità, è certamente buono.

CAPITOLO XXI

Turbine ad una sola ruota di altro tipo
(*Rateau-Elektra*).

§ 1. — *La turbina Rateau a ruota unica.* Questa turbina differisce dalla De Laval per il tipo di ruota che è una vera ruota Pelton a pale fresate in un disco di acciaio. Gli ugelli distributori sono posti simmetricamente alla ruota in modo che il loro asse trovasi nel piano mediano della ruota e tangente alla circonferenza media delle pale. Una costruzione che ricorda dunque e la turbina De Laval e la Stumpf, quest'ultima però è posteriore alla Rateau.

Con una ruota così costruita, come risulta da esperienze eseguite dalla casa Sautter, Harlé & C. di Parigi concessionaria dei brevetti Rateau in Francia, si può raggiungere senza inconveniente alcuno, con una ruota del diametro di 300 millimetri una velocità periferica di 375 metri al secondo compiendo 24000 giri al primo.

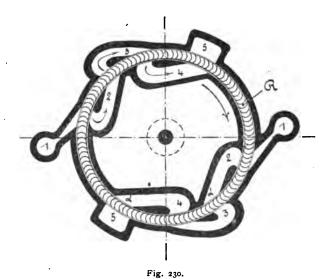
In tale turbina troviamo come nella De Laval l'albero flessibile, la coppia di ingranaggi elicoidali riduttrice di velocità, la regolazione automatica con strozzamento di vapore, la chiusura a mano dei singoli ugelli.

Tale turbina ha naturalmente i difetti della De Laval per quanto riguarda i giri, la presenza di ingranaggi; ha il vantaggio di una maggiore sicurezza e, permettendo velocità maggiori, si hanno, nelle piccole unità dei rendimenti abbastanza buoni.

§ 2. — *La turbina Elektra.* La *Società per industrie elettriche* di Karlsruhe ha voluto ritentare, con molti perfeziona-

menti suggeriti dalla teoria e dalla meccanica moderna, un brevetto Ferranti del 1870 circa.

La figura 230 rappresenta, molto schematicamente, questo tipo di turbina caratterizzato dalla piccola velocità della ruota. Il vapore che arriva in 1 si espande attraverso un ordinario

Fig. 230.

ugello Laval ed agisce una prima volta sopra una ruota *R* radiale scaricandosi da essa con velocità ancora elevata; un distributore 2 guida allora il vapore di scarico ad agire ancora sulla stessa ruota e così di seguito finchè in 5 il vapore, perduta gran parte della sua forza viva, si scarica o nell'aria o in un condensatore.

Il numero dei ritorni dipende naturalmente dalla velocità della ruota, e diminuisce al crescere di questa, dal salto di pressione: al crescere di questo, e quindi della velocità del vapore che esce dal primo ugello, deve aumentare il numero dei rinvii.

Osserviamo subito che un sistema così combinato costruttivamente si presenta molto semplice, poco costoso; la turbina ha un buonissimo rendimento organico e per la piccola velocità della ruota e perchè i distributori occupano gran parte della periferia di questa e quindi l'effetto ventilante è minimo: crediamo

di non esagerare assegnando a tale turbina un rendimento organico superiore al 96 %.

Quanto al rendimento relativo esso è tanto più basso quanto più piccola è la velocità della ruota ed elevato il salto di pressione, ed al massimo potrà toccare il 50 %.

La casa costruttrice ha però avuto la sana idea di munire la ruota di un numero di pale il più grande possibile come può rilevarsi dalle seguenti cifre approssimate:

Potenza della turbina HP.	Diametro della ruota	Numero delle pale	Giri
10	250	200	4000
30	—	—	3500
50	525	390	3000
70	—	—	2500
100	—	—	2500

La ruota di 10 cavalli ha dunque una velocità periferica di 52 metri, quella di 50 HP di 82. Ed è chiaro che se la distanza periferica piccolissima delle pale diminuisce sensibilmente le perdite entro la ruota, si hanno delle perdite di attrito sensibili nei condotti 2, 3, 4.

Non è poi facile assegnare all'angolo α dei vari distributori intermedi il vero valore (l'angolo β rimane costante) se non si conosce quello esatto della velocità assoluta del vapore.

La casa costruttrice assicura di avere ottenuto, per il tipo di 50 HP funzionante con condensazione, un consumo di vapore di 10 kg. per cavallo e per ora: ammettendo delle pressioni estreme di 10 e 0.1 kg. per cm^2 tale consumo corrisponderebbe ad un rendimento totale del 38 % che certamente non è lontano dal vero.

CAPITOLO XXII

La turbina Parsons.

§ 1. — *Caratteri generali.* La Parsons è una turbina a reazione del secondo gruppo: il salto totale di pressione del vapore è diviso in vari salti minori ciascuno dei quali è utilizzato per reazione, e con un grado di reazione di 0.5, da una coppia formata da una serie di canali distributori e dalla corrispondente ruota mobile.

Il tipo di turbina oggi costruito è assiale, il vapore si muove parallelamente all'asse della turbina ad un estremo della quale è ammesso, ad una pressione di poco inferiore a quella cui è generato, il vapore che si scarica poi dalla parte opposta ad una pressione di poco superiore a quella che si misura nel condensatore.

Prima del tipo assiale il Parsons aveva tentato quello radiale, ma con poco successo sia dal punto di vista del rendimento che da quello meccanico; nessuno dei molti metodi, alcuni dei quali veramente ingegnosi, ideati per fissare le numerose e piccole pale della parte girante sulla ruota dava affidamento di potere con sicurezza affrontare le velocità necessarie per limitare le dimensioni della turbina ed avere da essa un buon rendimento (*).

(*) Infatti una paletta montata normalmente al piano di rotazione della ruota ad una distanza di 200 mm. dall'asse, e in isbalzo per 4 o 5 centimetri, è già sollecitata a più di 15 Kg. per mm² nella sua sezione di incastro con una velocità di circa 80 metri.

Il tipo radiale, formato da vari gruppi di ruote concentriche disposti in serie sopra uno stesso asse, ad onta del grande vantaggio presentato di non avere alcuna spinta assiale è stato abbandonato, come precedentemente lo erano stati dallo stesso Parsons altri tipi ritornati più tardi in onore con un corredo di esperienze e di materiali a tutta prova che il Parsons 15 anni addietro non poteva avere a sua disposizione.

§ 2. — *Distributori e ruote mobili.* Il tipo attuale di turbina è quanto di più semplice si può imaginare: sulla periferia di un tamburo di acciaio, di diametro opportunamente variabile, sono fissate e sporgono radialmente in tanti piani normali al suo asse le numerosissime pale che formano le successive ruote.

Sulla superficie interna cilindrica di una custodia conassica al tamburo mobile che forma l'incastellatura della turbina, e in tanti piani normali all'asse di questa, sporgono invece, in direzione radiale, le altrettante numerose palette che formano i successivi distributori. Le lunghezze delle palette fisse seguono quelle delle palette mobili, fra le prime e le seconde è un intervallo di circa 5 mm. e fra l'estremità delle prime e la superficie cilindrica del tamburo e l'estremità delle seconde e la superficie cilindrica interna della incastellatura, è un giuoco, che si procura di tenere il minimo possibile, e che a turbina calda funzionante è molto più piccolo che non a turbina in riposo: nelle buone costruzioni esso è di $\frac{4}{10}$ di mm. a freddo di $\frac{2}{10}$ a caldo con vapore saturo, un po' meno con vapore surriscaldato.

La figura 231 che rappresenta una sezione schematica fatta con un piano verticale di una piccola Parsons serve a far comprendere come questa è costruita.

Una sezione fatta alle pale con una superficie cilindrica conassica alla turbina e sviluppata in un piano si presenta, salvo l'intervallo fra le pale fisse e quelle mobili che è maggiore, come indica la figura 138 a pag. 156.

Si hanno per gli angoli i seguenti valori:

$$\beta = \delta = 90^\circ$$

$$\alpha = \gamma = 30^\circ$$

La distanza fra 2 pale successive misurata alla loro base sulla superficie cilindrica del tamburo è di circa 4 mm.

L' altezza delle pale (dimensione nel senso dell'asse della turbina) dipende dalla loro lunghezza. Le pale delle prime ruote e dei primi distributori sono alte 10 mm.

Per grosse unità e quindi diametri molto forti tale altezza, nelle ultime ruote, può arrivare ai 20 mm.

La dimensione radiale delle pale può variare dai 10 fino ai 200 mm.

La figura 232 rappresenta in scala 2:3 alcune pale del distributore *d* e della ruota mobile *r* nella loro vera posizione relativa. Tanto le une che le altre sono di un bronzo speciale (forse a base di tungsteno) preparato in nastri laminati dai quali si tagliano poi le pale: quelle della parte mobile vengono fissate in scanalature trapezie lavorate nel tamburo mobile. Le varie scanalature sono riunite poi fra loro da altre scanalature longitudinali che vengono poi chiuse con dei piccoli tasselli *e* fissati al tamburo con delle viti *v*. Queste scanalature facilitano l'in-

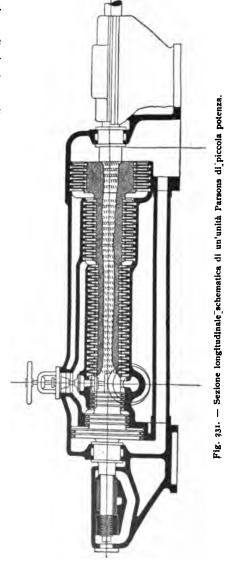
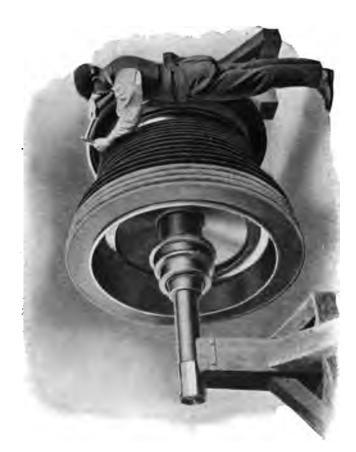
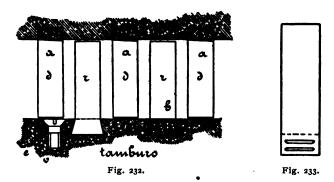



Fig. 231. — Sezione longitudinale schematica di un'unità Parsons di piccola potenza.

Operaio che eseguisce la calafatura dei tasselli interposti fra le pale della parte girante di una turbina Westinghouse-Parsons.

troduzione della parte di pala lavorata a coda di rondine nel canale relativo. Nello spazio che rimarrebbe libero fra una pala e l'altra, nelle scanalature del tamburo, sono introdotti dei piccoli tasselli di bronzo tenero *b*. Quando tutte le palette ed i rispettivi tasselli sono montati si eseguisce la calafatura di questi con apposito punzone (Tav. V).

Per le palette dei distributori, la forma a coda di rondine non è necessaria: nella parte della pala che viene incastrata

Fig. 232. Fig. 233.

(fig. 233) si praticano due piccole incavature nelle quali penetra il metallo del tassello interposto fra due pale quando se ne eseguisce la calafatura.

Per rendere rigide le pale di una lunghezza superiore ai 50 mm. sia della parte fissa che di quella mobile si adotta la soluzione indicata, per le sole ruote, nella figura 234.

All'estremità delle pale è lavorata una scanalatura nella quale penetra in parte un anello di bronzo *a*; un filo di bronzo fosforoso *f* lega, come indica la figura, l'anello ad ogni pala.

Il numero delle coppie distributore-ruota mobile che formano la turbina, ossia il numero delle corone di pale montate sul tamburo mobile, dipende dalla velocità periferica delle pale e dalla potenza della turbina: in generale tale numero aumenta coi valori piccoli della potenza perchè al crescere di questa si deve diminuire specialmente la velocità periferica delle prime ruote, allo scopo di diminuire il numero dei giri senza avere dei diametri iniziali troppo elevati, e quindi delle pale di pic-

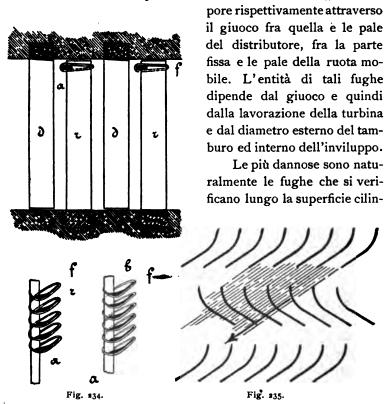
cole dimensioni nel senso radiale e delle fughe di vapore troppo forti. È evidente infatti che lungo la superficie cilindrica del tamburo mobile e della parte fissa si verificano delle fughe di vapore rispettivamente attraverso il giuoco fra quella e le pale del distributore, fra la parte fissa e le pale della ruota mobile. L'entità di tali fughe dipende dal giuoco e quindi dalla lavorazione della turbina e dal diametro esterno del tamburo ed interno dell'inviluppo.

Le più dannose sono naturalmente le fughe che si verificano lungo la superficie cilindrica interna dell'inviluppo e si cerca di diminuirle con un artificio ingegnoso indicato nelle figure 232 e 234.

Fig. 234. Fig. 235.

Il vapore che sfugge lungo la superficie cilindrica del tamburo ha la direzione delle pale (fig. 235) e quindi arrivando sulla ruota successiva entra nei canali di questa con urto, lavorandovi con basso rendimento, e l'energia da esso posseduta è quindi in gran parte utilizzata.

A pag. 156 si è già accennato alla legge secondo la quale dovrebbe variare la dimensione radiale delle pale se in tutte le coppie fossero identiche le condizioni cinematiche del vapore.

Parte girante di una turbina Brown-Boveri-Parsons di 1200 KW.

Tale condizione non si può soddisfare in pratica per tre ragioni; una è quella già accennata a pag. 157, la seconda è di convenienza, giacchè tenendo per tutte le coppie eguali le condizioni cinematiche del vapore occorrerebbe un numero di ruote molto superiore a quello ora impiegato che non è piccolo, la terza è meccanica: tenendo i diametri delle varie coppie diversi uno dall'altro si andrebbe incontro ad una lavorazione molto laboriosa e non facilmente affrontabile.

Oggi, dipendentemente dalla potenza della turbina si dividono le varie coppie in tre o quattro o cinque gruppi principali di diametro sensibilmente diverso: ogni gruppo poi si divide in sottogruppi con diametri di poco variabili.

Il profilo di tutte le pale dei distributori e di tutte le ruote mobili è, salvo l'orientazione, identico e si ha quindi una semplificazione grandissima nella costruzione ed una non meno importante nel calcolo. Il diagramma descritto a pag. 153 che si semplifica grandemente per il caso:

$$\beta = \delta = 90^\circ$$

può infatti servire per qualsiasi coppia. Quando si sia stabilito il numero dei gruppi, di diametro sensibilmente diverso, e per ciascuno di essi si sia assegnato il lavoro da sviluppare, è ovvio che fissando la velocità di massimo rendimento, con una determinata lunghezza, ed il valore dell'angolo α si ha dal diagramma, e seguendo la costruzione già indicata, il lavoro che ogni coppia utilizza e quindi il numero delle coppie per ogni gruppo.

E per passare da un gruppo ad un altro basterà evidentemente leggere il primo ed unico diagramma tracciato, nella nuova scala che corrisponde alla nuova velocità periferica.

La Tav. VI, che rappresenta la parte girante di una turbina da 1200 KW a 1500 giri, ed alcune cifre che ora esponiamo, dànno una idea, crediamo sufficientemente chiara, della variazione dei diametri delle varie ruote.

Il tamburo di una Westinghouse-Parsons da 3000 cavalli a 1200 giri ha quattro gruppi principali di ruote o corone di alette ciascuno dei quali comprende vari sottogruppi coi seguenti numeri:

Gruppo	Sottogruppo	Numero delle ruote
Alta pressione	I	7
» »	II	9
» »	III	10
» »	IV	11
Media pressione . . .	I	4
» » . . .	II	5
» » . . .	III	5
» » . . .	IV	5
Bassa pressione. . . .	—	10
Bassissima »	—	10

Il diametro delle ruote ad alta pressione del primo sottogruppo è di 610 mm. quello dell'ultima ruota a bassissima pressione 2150 mm.

In totale il tamburo ha 76 ruote e 31000 palette delle quali 16000 sporgono dal tamburo meno di 45 mm. mentre l'ultima corona ha le pale che sporgono di 200 mm.

Il tamburo di una turbina Brown-Boveri-Parsons di 1200 KW e 1500 giri comprende tre gruppi principali di corone con le seguenti cifre:

Gruppo	Sottogruppo	Numero delle ruote
Alta pressione	I	18
» »	II	9
» »	III	9
Media pressione . . .	I	10
» » . . .	II	8
Bassa pressione. . . .	I	4
» » . . .	II	4
» » . . .	III	9

In totale dunque 71 coppie.

La parte mobile di una turbina Westinghouse-Parsons di 450 KW comprende tre gruppi:

Gruppo	Sottogruppo	Numero delle ruote
Alta pressione	I	14
» »	II	9
» »	III	8
Media pressione . . .	I	3
» » . . .	II	4
» » . . .	III	4
» » . . .	IV	4
Bassa pressione. . . .	I	2
» » . . .	II	2
» » . . .	III	2
» » . . .	IV	3
» » . . .	V	3

ed in totale 58 ruote

Infine il tamburo di una turbina Brown-Boveri-Parsons di 350 KW a 3000 giri comprende tre gruppi con 71 coppie:

Gruppo	Sottogruppo	Numero delle ruote
Alta pressione	I	17
» »	II	18
Media pressione . . .	I	9
» » . . .	II	9
Bassa pressione . . .	I	5
» » . . .	II	4
» » » . .	III	9

§ 3. — *Spinta assiale.* La parte girante di una turbina Parsons è soggetta, nel senso del movimento del vapore, ad una fortissima spinta assiale dovuta in generale a due cause:

I - al movimento del fluido;
II - alla differenza di pressione fra la superficie anteriore e quella posteriore delle corone di pale.

Il valore della spinta assiale dovuta alla prima causa e che per ogni ruota è espresso dalla relazione:

$$M(w_1 - w_2 \text{ sen } \gamma)$$

se M è la massa di vapore che attraversa ad ogni secondo la ruota che si considera, è nel fatto nulla, se effettivamente si ha:

$$w_1 = u$$

e:

$$c = w_2.$$

Rimane la spinta dovuta alla seconda causa che è fortissima giacchè, indicando con p_x' la pressione in chilogrammi per cm² del vapore davanti ad una ruota qualsiasi, con p_x'' la pressione dietro la stessa, con F_x l'area in cm² della corona di pale, essa è data per quella ruota ed in chilogrammi da:

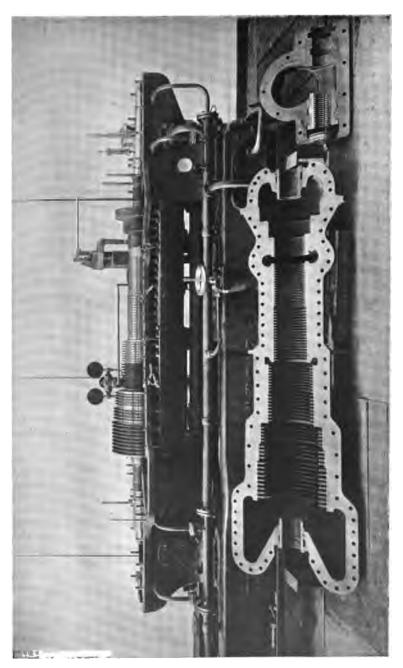
$$F_x (p_x' - p_x'')$$

e per tutto il tamburo da:

$$\sum_{x=r}^{x=1} F_x (p_x' - p_x'')$$

se r è il numero delle ruote.

Per annullare tale spinta il Parsons costruiva i primi tipi assiali doppi e cioè col tamburo mobile avente le corone di pale di due turbine, ciascuna capace di sviluppare metà della potenza del gruppo, e riunite in modo da avere la spinta assiale dell'una annullata da quella dell'altra. Il vapore arrivava al centro e si scaricava alle due estremità.

Tale costruzione però non era pratica per le seguenti ragioni:

Turbina Brown-Boveri-Parsons di 350 KW.

I - La turbina risultava molto lunga.

II - La turbina compiva un numero di giri molto elevato giacchè il diametro delle ruote doveva essere necessariamente piccolo.

III - La perdita dovuta alle fughe di vapore era molto elevata, e quindi il rendimento molto basso ed il consumo di vapore piuttosto forte.

Nelle turbine Parsons oggi costruite la spinta assiale è eliminata lavorando sulla parte mobile, conassici a questa, tanti stantuffi differenziali quant'è il numero dei gruppi di ruote, di diametro diverso crescente nel senso opposto a quello del movimento del vapore (fig. 231 e Tav. VI) e il cui diametro esterno è eguale rispettivamente a quello massimo delle corone di pale dei gruppi stessi. Il diametro minore è invece eguale a quello del tamburo nel gruppo di ruote corrispondente.

Il vapore è ammesso fra lo stantuffo di diametro minore e il primo distributore; lo spazio fra il primo ed il secondo stantuffo comunica con lo spazio che è fra il primo ed il secondo gruppo di ruote e così via.

Le fughe di vapore attraverso il giuoco fra gli stantuffi e la parte fissa, sono molto ridotte dall'adozione della cosidetta guarnizione a labirinto indicata e nella figura 231 e nella Tav. VII che rappresenta una turbina Brown-Boveri-Parsons nella sua intimità. Sulla superficie esterna degli stantuffi sono lavorate al tornio delle scanalature rettangolari nelle quali penetrano degli anelli riportati nella parte fissa.

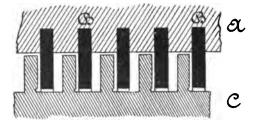



Fig. 236.

La figura 236 rappresenta una sezione quasi in vera grandezza delle scanalature lavorate nel tamburo mobile *C* e degli anelli *B* riportati nella parte fissa *A*.

È facile comprendere che il numero delle scanalature dipende dal salto di pressione per il quale deve essere fatta la

tenuta; questa dipende a sua volta dal giuoco fra la superficie interna degli anelli *B* e la superficie del tamburo. Come si può vedere nella Tav. VII la turbina da 350 KW ha tre stantuffi rispettivamente con 12, 9, 7 scanalature; lo stantuffo di diametro

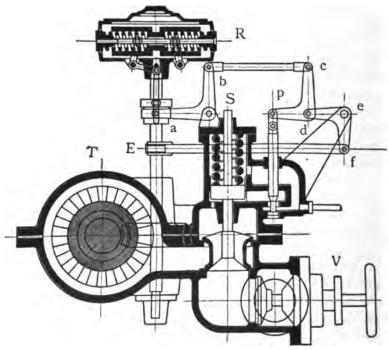



Fig. 237.

minore di una turbina di 1200 KW ne ha più di 25, quello di diametro maggiore ne ha 6.

Esperienze eseguite a Baden dall'ing. Vannotti direttore della ditta Tecnomasio-Brown Boveri hanno dimostrato che la linea tracciata portando, su due assi ortogonali, come ascisse il giuoco sopra accennato e come ordinate il peso di vapore che sfugge in un dato tempo, ad esempio un'ora, attraverso gli stantuffi equilibratori è una retta.

§ 4. — *La regolazione della turbina Parsons*. La figura 237 rappresenta un insieme schematico degli organi regolatori di una

turbina Brown-Boveri-Parsons. In essa sono rispettivamente indicati con *R* il regolatore centrifugo Hartung, con *p* l'apparecchio distributore, con *S* lo stantuffo del servomotore.

Il regolatore comandato a mezzo di una coppia di ingranaggi (vite perpetua e ruota elicoidale) dall'asse della turbina *T* a mezzo del corsoio *a*, la cui posizione dipende dal carico della turbina, e attraverso le leve *a b*, *c d*, sposta la posizione media attorno la quale oscilla lo stantuffino *p* per effetto dell'eccentrico *E* e della leva *f d*.

È ovvio infatti che quando il carico della turbina è costante e quindi la posizione del corsoio *a* non varia, il perno *b* è fisso e quindi le oscillazioni dell'estremo *f* della leva *f d*, ed a mezzo di questa, si trasmettono allo stantuffino *p* che oscilla quindi attorno ad una posizione media tanto più alta quanto più elevata è quella del corsoio *a* ossia quanto più piccolo è il carico della turbina.

Le oscillazioni dello stantuffino *p* variano la pressione del vapore che entra, dal foro che si vede a sinistra, sotto allo stantuffo *S* e questo, per l'azione di una molla antagonista, oscilla assieme alla valvola a doppia sede rigidamente collegatavi che regola l'ammissione del vapore nella turbina.

La posizione media attorno la quale oscilla la valvola di ammissione è tanto più elevata quanto più bassa è la posizione media attorno la quale oscilla lo stantuffino *p*, e quindi la variazione della pressione del vapore all'ammissione è tanto più piccola, e la pressione media tanto maggiore quanto più bassa è la posizione del corsoio *a* ossia quanto maggiore è il carico sulla turbina. E così deve essere infatti.

Le figure 238 e 239 rappresentano rispettivamente la variazione della pressione del vapore all'ammissione in funzione del tempo per due carichi diversi, il secondo minore.

Il numero delle oscillazioni della valvola di ammissione varia con la potenza della turbina: per turbine di piccola potenza arriva anche al valore 300 e scende fino a 120 per potenze grandi. In una turbina di 3000 HP si hanno ad esempio 152 oscillazioni.

Un sistema di regolazione come quello descritto è evidentemente di una prontezza grandissima e se il regolatore è molto

sensibile gli scarti massimi di velocità, per variazioni di carico anche forti sono piccolissimi.

La figura 240 rappresenta in sezione verticale ed in pianta il regolatore Hartung impiegato nelle turbine Brown-Boveri-Parsons.

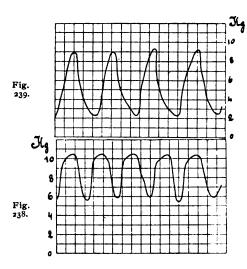
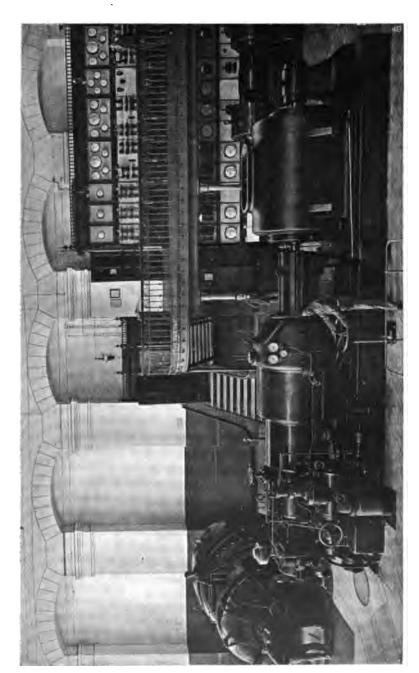



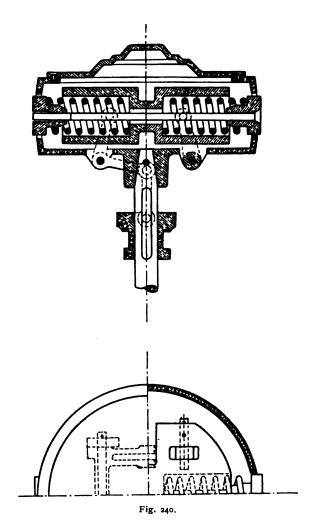
Fig. 239.

Fig. 238.

Se però il regolatore per un guasto qualsiasi o una falsa manovra possibile durante il funzionamento della macchina non agisse, ad impedire scarti di velocità superiori al 15 %, serve un regolatore di sicurezza montato o sull'asse della turbina o, come nelle turbine Parsons originarie, di fianco al regolatore normale.

Il regolatore di sicurezza può compiere il suo ufficio in vari modi: la figura 241, che mostra una sezione, un po' meno schematica della precedente (fig. 237), dell'insieme degli organi regolatori di una turbina Westinghouse-Parsons, ne indica uno. La tubazione di vapore si unisce alla flangia che si vede a sinistra della figura: se la valvola V_1 è aperta il vapore, dopo avere attraversato un filtro, arriva alla valvola regolatrice V_2 comandata dal servomotore, indicato superiormente, che oscilla per effetto delle oscillazioni del distributore D. Per aprire la valvola V_1 si gira il volantino A, il movimento di questo a mezzo di una vite perpetua che comanda una ruota elicoidale è trasmesso allo stelo, in parte filettato, della valvola stessa. La madrevite è fissata in uno stantuffo di peso opportunamente scelto, che nella posizione indicata in figura è tenuto sollevato dalla pressione del vapore che arriva nella capacità sottoposta attraverso un foro di apertura regolabile. È ovvio che se supponiamo la valvola aperta e lo stantuffo nella posizione indicata in figura,

Centrale della città di Torino. — Turbo-alternatore Brown-Boveri-Parsons da 1200 KW.

e si leva il vapore in pressione sotto a quest'ultimo esso si abbassa assieme alla valvola che quindi chiude l'ammissione. L'uf-

Fig. 240.

ficio del regolatore di massima o di sicurezza è appunto quello di muovere una piccola valvola che scarica il vapore in pressione da sotto lo stantuffo.

Sull'estremo superiore dell'asta della valvola, ad evitare una

chiusura troppo violenta è montato uno stantuffo smorzatore S. Nella figura è segnata anche la leva che si manovra a mano ad un estremo e che serve per variare la posizione della valvola V_2 quando si vuole effettuare l'operazione della messa in

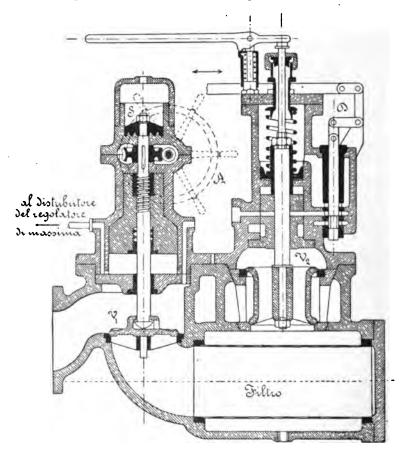



Fig. 241.

parallelo dell'alternatore, comandato della turbina a vapore, con altri alternatori della centrale.

Col sistema di regolazione delle turbine Parsons il lavoro motore varia ad ogni oscillazione assieme alla pressione del vapore: le variazioni di velocità che si hanno per effetto di tali

TAV. IX.

Gruppo Westinghouse-Parsons da 400 KW.

variazioni al carico massimo sono però quasi insensibili giacchè la parte girante della turbina funziona come un volano con un grado di irregolarità piccolissimo.

Ai carichi parziali e mano mano che il carico diminuisce il grado di irregolarità della parte girante aumenta giacchè mentre cresce l'area che dà l'energia da immagazzinare nel volano quando il lavoro motore è in eccesso per restituirla quando questo è in difetto, rimangono costanti gli altri elementi, peso e velocità. I costruttori devono quindi scegliere un numero di oscillazioni dell'organo distributore tale da avere ai carichi ridotti, col peso e le velocità nei vari punti della parte girante preventivati, un grado di irregolarità non superiore a $\frac{1}{200}$.

§ 5. — *L'insieme della turbina. - Particolari costruttivi.* La parte girante della turbina Parsons diminuisce di diametro assumendo quello necessario dal punto di vista meccanico all'uscita dalla parte fissa. Qui troviamo un altro particolare caratteristico nella disposizione adottata per ottenere la tenuta e cioè impedire l'ingresso dell'aria nella turbina. La tenuta è effettuata mediante una guarnizione a labirinto analoga a quella adottata per gli stantuffi equilibratori ed indicata in sezione della figura 242; *a* è la parte fissa, *b* quella mobile.

Fig. 242.

Il vapore che agisce nel servomotore viene mandato attraverso i canali di questi premistoppa speciali: quando essi funzionano bene lasciano sfuggire all'esterno un sottile velo di vapore.

La parte girante è sostenuta alle sue estremità da sopporti a lubrificazione forzata di costruzione speciale: i loro cuscinetti, se tali si possono chiamare, sono formati, per le turbine di limitata potenza e che girano a più di 1500 giri, da una bussola in bronzo terminata ad un estremo da una flangia munita di un'appendice (Tav. VII e fig. 243), all'altro da un anello di arresto, sulla quale sono infilati uno entro l'altro tre manicotti in bronzo: il diametro esterno di uno di essi è minore di 0.1 mm. dell'in-

terno del successivo. I tre manicotti sono muniti di piccoli fori così fra l'uno e l'altro si forma un leggiero strato di lubrificante che fa da cuscinetto alle piccolissime oscillazioni dell'asse girevole.

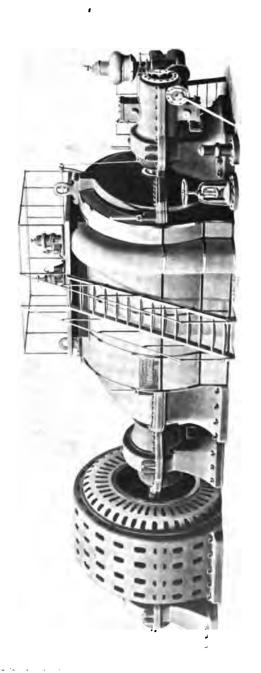
Per turbine di maggiore potenza si hanno dei cuscinetti, in due metà, costruiti in modo da permettere leggiere oscillazioni dell'asse (fig. 243 e Tav. VI in alto a sinistra).

Fig. 243.

La posizione della parte girante, nel senso dell'asse della turbina, è fissata da un sopporto ad anelli (Tav. VII).

L'olio in pressione è generato o da una pompa rotativa o da una a stantuffo, comandata indirettamente dall'asse della turbina, che funziona anche come pompa di circolazione: l'olio dopo essere passato attraverso i sopporti e prima di arrivare alla pompa è raffreddato e filtrato; nelle grosse turbine il sopporto ad anelli è raffreddato con una circolazione continua di acqua.

Nella figura 244, che rappresenta la sezione longitudinale schematica della turbina Westinghouse-Parsons, è indicata con *M* la pompa d'olio, con *I* sono indicati i sopporti ordinari, con *H* quello ad anelli, *T* è il serpentino raffreddatore dell'olio. In *R* è la vite perpetua che comanda il regolatore.

Gruppo Westinghouse-Parsons da 5000 KW.

C, C_1 e C_2 sono i tre stantuffi equilibratori, K il tubo che mette in comunicazione lo spazio L con la capacità B dove è la pressione del condensatore.

Esternamente la turbina si presenta sotto linee semplici ed eleganti che subiscono delle varianti in relazione ai criteri costruttivi che guidano le varie case. Tali varianti risaltano subito

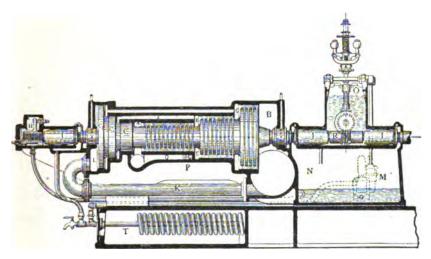



Fig. 244.

se si confrontano ad esempio fra loro le unità Brown Boveri-Parsons con le Westinghouse-Parsons delle Tav. VIII, IX e X. Questi costruttori hanno ingentilito alquanto l'architettura un po' barocca delle Parsons originarie; il carattere americano rimane però sempre nelle turbine della casa Westinghouse.

Nelle Parsons originarie il complesso degli organi regolatori è posto direttamente sulla metà superiore della parte fissa della turbina, nelle Parsons costruite dalle altre case la regolazione è saggiamente portata di fianco in modo che l'ispezione della turbina (Tav. XI) non domanda la smontatura di tutti gli organi regolatori.

Nei tipi di potenza superiore ai 1000 HP costruiti fino a qualche tempo fa sia dal Parsons che dalle due ditte americana

e svizzera, il gruppo di ruote a bassa pressione era diviso da quello ad alta e media pressione (Tav. XII).

Si diceva allora che i due gruppi non potevano stare sopra un tamburo unico, che questo riesciva troppo lungo e quindi fra i due gruppi erano due sopporti e fra questi un giunto.

Con tale disposizione si peggioravano evidentemente i due rendimenti organico e relativo della turbina: il primo per la presenza di due sopporti in più, il secondo perchè l'energia

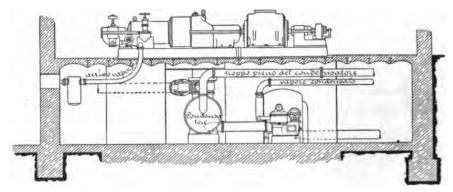



Fig. 245 *(Sezione verticale).*

corrispondente alla velocità residua del vapore che si scaricava dall'ultima ruota del primo gruppo era in gran parte perduta.

La divisione in due gruppi è consigliabile a nostro avviso solo quando si voglia avere del vapore saturo asciutto alla fine dell'espansione ossia allo scarico del secondo gruppo e quindi si surriscaldi il vapore fra il primo ed il secondo gruppo. Nel § 6 del cap. III si è appunto dimostrato che tale surriscaldamento intermedio può essere utile.

Le figure 245 a 247 e 248 a 250 rappresentano rispettivamente varie proiezioni dell'installazione di un turbo-alternatore Brown-Boveri-Parsons, con condensatore a superficie e di una turbo-dinamo con condensatore a miscela.

§ 6. — *Risultati sperimentali, consumo di vapore.* Le esperienze eseguite sulle turbine Parsons ormai non si contano più: noi raccogliamo nelle tabelle che seguono i risultati di espe-

Turbina Westinghouse-Parsons da 450 KW.

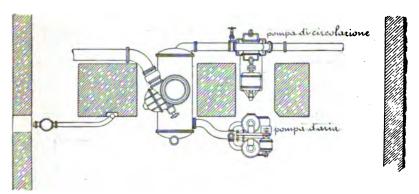



Fig. 246 *(Pianta del condensatore).*

rienze, che maggiormente rivestono un carattere ufficiale, eseguite su turbine Parsons tipiche, e su quelle costruite dalle ditte americana e svizzera.

Fig. 247 *(vista di fianco).*

In esse è sempre escluso il lavoro necessario per il condensatore.

I consumi di vapore nelle unità inferiori ai 100 HP sono naturalmente molto elevati e ne diremo più innanzi le cause; per darne un'idea riportiamo i risultati di esperienze eseguite

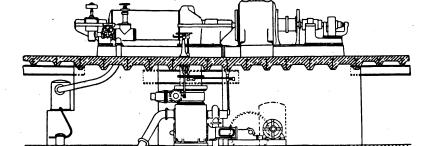



Fig. 248 *(Sezione verticale).*

sopra un gruppo turbina-dinamo di 24 KW a Newcastle:

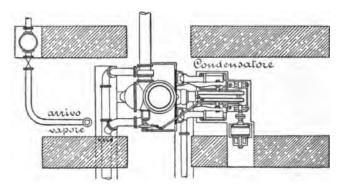



Fig. 249 *(Pianta del condensatore)*.

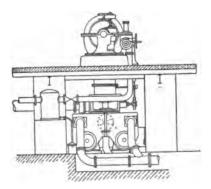
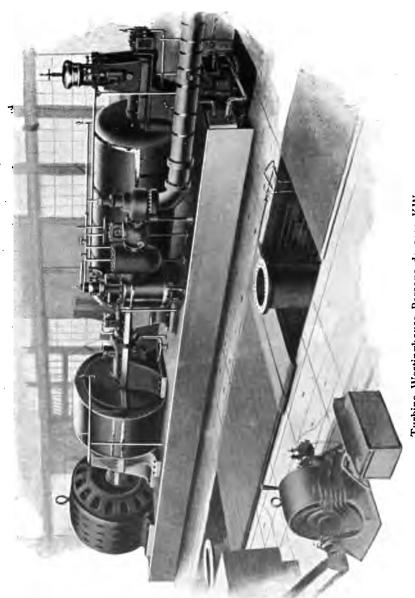



Fig. 250 *(vista di fianco)*.

Esperienza N.°	1	2	3	4	5
Pressione assoluta iniziale del vapore, Kg. per cm²	6.6	6.4	6.2	6.48	6.54
Vuoto allo scarico della turbina cm. di mercurio	73	73.5	74	66	0
Giri al 1′	4990	4630	4570	4900	4780
KW ai morsetti della dinamo	24.7	11.8	5.15	23.8	19.7
Consumo orario di vapore Kg.	325	181	107	362	615
Consumo per KW-ora Kg.	**13.06**	**15.4**	**20.7**	**15.2**	**31.1**

Facciamo notare l'aumento grandissimo del consumo di vapore quando la turbina funziona senza condensatore.

Per un gruppo turbina-dinamo Parsons di 100 KW si hanno le cifre seguenti:

Turbina Westinghouse-Parsons da 1000 KW.

Esperienza N.°	1	2
Pressione assoluta iniziale del vapore Kg. per cm^2	10	10.4
Surriscaldamento	30°	35°
Vuoto allo scarico dalla turbina cm. di mercurio	71	70.8
Giri della turbina al 1′	3500	3520
KW ai morsetti della dinamo	123	122
Consumo di vapore per KW-ora Kg.	**11.5**	**10.8**

Per il turbo-alternatore Parsons di 500 KW installato a Cambridge si hanno dei dati molto completi ed interessanti. Le esperienze vennero eseguite dal prof. Ewing nel gennaio (8 e 9) 1901.

Esperienza N.°		1	2	3	4	5	6	7
Pressione del vapore alla valvola di ammissione Kg. per cm^2		10.3	10.2	10.5	10.5	8.45	10.1	10.45
Vuoto nel condensatore, cm. di mercurio		71	71	71.5	72	72	68	70.2
Vuoto allo scarico dalla turbina, cm. di mercurio		65.5	65.2	69	71	71.5	64	66.5
Temperatura allo scarico dal condensatore a superficie		23°.2	24°.4	14.°2	13°.3	12°.2	32°	20°
Tempera dell'acqua di circolazione	iniziale	4°.45	4°.45	3°.33	3°.9	2°.2	5°	3°.9
	finale	16°.5	22°.5	15°.6	13°.8	7°.8	32°.7	16°
Giri al 1′		2670	2740	2630	2590	2580	2880	2800
KW ai morsetti dell'alternatore		518	586	273.5	160.5	—	535	300
Consumo orario di vapore Kg.		5850	6450	3500	2410	840	6050	3725
Consumo di vapore per KW-ora Kg.		**11.3**	**11.—**	**12.8**	**14.6**	—	**11.3**	**12.4**

Le cifre dell'ultima linea messe a confronto con le condizioni di vuoto ed i giri della turbina dimostrano che aumentando la velocità della turbina, rispetto la normale di 2700 giri del 5 % circa il consumo di vapore diminuiva e quindi aumentava il rendimento. Con la velocità maggiore diminuivano probabilmente le velocità relative nei canali delle ruote e la velocità assoluta residua del vapore allo scarico.

Riportiamo infine i risultati delle esperienze eseguite sulle classiche turbine di Elberfeld dai proff. Lindley, Schröter e Weber nel gennaio 1900.

Esperienza N.°	1	2	3	4	5	6
Pressione assoluta iniziale del vapore Kg. per cm²	10.11	10.47	10.76	10.40	10.14	10.49
Pressione assoluta nel condensatore Kg. per cm²	0.063	0.053	0.054	0.046	0.050	0.037
Surriscaldamento	10°.2	11°.1	8°.—	29°.1	17°	13°.5
Giri al 1′	1487	1461	1470	1473	1485	1488
KW ai morsetti dell'alternatore	1190.1	994.8	745.3	498.7	246.5	—
Consumo orario di vapore Kg.	10485	9092	7542	5695	3774	1183
Consumo di vapore per KW Kg.	**8.81**	**9.14**	**10.12**	**11.42**	**15.31**	—

Per le turbine Brown-Boveri-Parsons si conoscono i risultati di esperienze eseguite su unità di diversa potenza; riportiamo i più recenti.

Lo specchietto seguente contiene i risultati di accurate esperienze eseguite sopra una unità di 600 HP in una centrale presso Antonienhütte (Alta Slesia) (*) nel novembre 1902 e nel gennaio 1903.

Esperienza N.°	1	2	3	4	5	6
Durata ore	2	2	2	2	6	6 ; 10
Pressione assoluta iniziale del vapore, atm.e	8.24	8.26	8.29	8.28	8.6	8.6
Pressione barometrica cm. di mercurio	74.8	74.8	74.8	74.8	73.2	73.3
Vuoto nel condensatore	62.8	61.1	61.9	62.-	65.34	63.4
KW ai morsetti della dinamo	414.6	412.4	307	207.4	206.3	417.9
Consumo del vapore per KW-ora Kg.	**11.17**	**11.27**	**12.28**	**14.09**	**13.04**	**10.63**

I risultati delle esperienze N. 5 e 6 paragonati a quelli delle

(*) Ing. Reidt, *Mitteilungen über Dampfturbinen von Brown-Boveri-Parsons*. Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure, 1904.

esperienze N. 4 e 1 mettono in rilievo l'influenza del vuoto del condensatore nelle turbine e confermano quanto abbiamo esposto nel Capitolo XVI.

Su questa turbina vennero eseguite anche esperienze accurate per misurare la variazione massima di velocità corrispondente ad una variazione del carico fra un determinato valore e lo zero.

I risultati di tali esperienze sono qui riportati:

Variazione del carico	Variazione dei giri	Scarto massimo	Durata del periodo di regolazione
		%	1"
da 110 KW a 0	2550-2590-2570	1.6	6
» 215 » » 0	2535-2595-2570	2.4	7
» 300 » » 0	2515-2595-2570	3.2	7
» 400 » » 0	2500-2595-2570	3.8	8

Lo specchietto seguente raccoglie i dati ed i risultati delle esperienze eseguite, anche con vapore surriscaldato e con un vuoto nel condensatore maggiore, su una turbina eguale alla precedente installata a Hillebrand:

Esperienza N.°	1	2	3	4	5	6
Durata ore	0 ; 23'	0 ; 20	0 ; 21	0 ; 19	0 ; 22	0 ; 20
Pressione assoluta iniziale del vapore, atm.e . .	8.6	8.5	8.4	8.25	8.25	8.—
Surriscaldamento	—	—	—	—	23°.5	25°.8
Pressione barometrica, cm. di mercurio	72.5	72.5	72.4	72.4	72.3	72.3
Vuoto nel condensatore, cm. di mercurio . . .	66.8	61.5	67.6	61.6	65.6	66.3
KW ai morsetti della dinamo.	405	404	204	203	412.5	218
Consumo di vapore per KW-ora, Kg. . . .	**9.48**	**10.17**	**11.—**	**12.51**	**9.25**	**10.8**

Ed infine ecco i risultati di esperienze eseguite nel novembre 1903 sopra un turbo-alternatore di 1400 KW a 1500 giri installato nella centrale di Rheinfelden.

Esperienza N.°	1	2	3	4	5
Durata ore	0 ; 35′	0 ; 41	0 ; 52	0 ; 59	1 ; 14
Pressione assoluta iniziale del vapore, atm.^{e}	11.9	12.—	12.1	11.65	12.3
Surriscaldamento	64°	61°	58°	46°	16°
Vuoto del condensatore %	96	96.2	96.4	97.—	96.8
KW ai morsetti della dinamo	1440	1217	720	378	—
Vapore consumato in una ora, Kg.	10317.7	8719.5	5785.—	3580.5	1208.4
Consumo di vapore per KW-ora, Kg.	**7.16**	**7.16**	**8.03**	**9.47**	—

L'influenza benefica del vuoto del condensatore vi è palese.

Sulle turbine Westinghouse-Parsons le esperienze eseguite in America sono pure molto numerose, ed alcune di esse veramente complete per la ricchezza dei dati rilevati variando le condizioni del vapore e del condensatore a superficie.

La tabella a pagina seguente raccoglie appunto i dati ed i risultati di un collaudo eseguito dagli ingegneri Dean & Main frenando la turbina di un turbo-alternatore di 400 KW nella sala prove dello stabilimento di Pittsburg.

Il consumo di vapore era dedotto del peso di vapore condensato in un condensatore a superficie.

Confrontando fra loro i risultati delle esperienze N. 2 e N. 6 si rileva l'influenza del vuoto del condensatore; confrontando i risultati delle esperienze N. 2, 8 e 12 si vedono i vantaggi del surriscaldamento.

Altrettanto interessanti e complete sono le esperienze eseguite nell'ottobre 1903 sopra una turbina da 1250 KW costruita per la « Interborough rapid transit Company » di New-York. La turbina a due corpi, alta e media-bassa pressione, era accoppiata con un alternatore trifase che generava a 11000 Volts una corrente con 60 periodi al 1″.

I risultati delle esperienze sono raccolti nella tabella a pag. 316.

Dalle cifre dell'ultima colonna è facile rilevare l'influenza del vuoto del condensatore e del surriscaldamento e la diminuzione di rendimento che si verifica se, come nel caso attuale, la

RISULTATI DELLE ESPERIENZE AL FRENO ESEGUITE SOPRA UNA TURBINA WESTINGHOUSE-PARSONS DI 600 HP.

	Vapore saturo						Vapore surriscaldato di					
	Vuoto normale				Vuoto cattivo		55°				100°	
Esperienza N.° . . .	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Durata della esperienza ore	1	1	1	1	1 ; 30	1 ; 30	1	2	1	1	1	1
Giri della turbina . .	3481	3545	3583	3602	3497.8	3549.6	3457.6	3546.5	3580.1	3588.7	3477.2	3542.7
Cavalli frenati . . .	728.4	593.2	448.-	241.3	694.8	593.1	758.9	594.6	445.3	239.9	762.6	592.3
Pressione iniziale del vapore Kg. per cm²	10.7	10.8	10.9	10.9	10.6	10.85	10.5	10.9	10.8	10.7	10.57	10.78
Surriscaldamento . .	—	—	—	—	—	—	57.°5	60°.5	57.°5	48°	101°	100°
Indicazione barometrica cm. di mercurio	73	73	73	73	—	—	74.5	74.5	74.5	74.5	74	74
Vuoto nel tubo di scarico cm. di mercurio	68	68	68	68	65.4	65.4	69	69	69	69	68.5	68.5
Temperatura del vapore allo scarico .	37°.6	37.°7	39°	39°	46°	46°	37°.6	38°.5	37°.6	37°.6	37°.5	37°.5
Temperatura dell'acqua di circolazione del condensat. ingresso	2.°8	2°.8	2°.8	2.°8	2°.8	2°.8	4°.2	3°.65	3°.6	3°.6	3°.3	3°.3
Temperatura dell'acqua di circolazione del condensat. uscita .	9°.8	8°.2	6°.4	5°.4	9°.4	7°.5	10°.9	8°.5	7°.4	6°.1	10°	7°.7
Consumo di vapore per HP-ora, Kg. . . .	6.2	6.3	6.6	7.5	6.4	6.5	5.45	5.62	5.85	6.65	5.05	5.4

RISULTATI DELLE ESPERIENZE
ESEGUITE SOPRA UN GRUPPO WESTINGHOUSE-PARSONS DI 1250 KW

Esperienza	Pressione del vapore alla valvola di ammiss.ne	Surriscaldamento	Vuoto nel tubo di scarico della turbina	Giri al 1'	KW ai morsetti dell'alternatore	Consumo di vapore per KW-ora
N.°	Kg. per cm²	Centigradi	cm.			Kg.
1	10.5	—	69	1201	196.95	16.4
2	10.6	—	69	1201.2	342.73	12.9
3	10.27	—	69	1199.4	655.98	10.4
4	10.20	—	69	1197.4	989.53	9.2
5	10.29	—	69	1195.6	1321.46	8.85
6	10.36	—	69	1201	1489.4	8.55
7	10.11	—	69	1200	1713.5	8.75
8	9.90	—	68	1197.4	1988.9	9.25
9	10.6	42°.5	69	1201	191	16
10	10.7	43°	69	1212.9	333.55	12.5
11	10.57	42°.7	69	1209	664.67	9.7
12	10.32	42°.2	69	1205.1	986.23	8.8
13	10.20	42°.2	69	1200.6	1293.9	8.35
14	10.57	—	71.4	1198	334.78	12.6
15	10.27	—	71.5	1200.6	372.0	9
16	10.20	—	71.5	1197.4	1363.95	8.5
17	10.6	42°	71.5	1217	198.4	14.4
18	10.55	43°	71.5	1214.4	333.15	11.5
19	10.25	42°.5	71.5	1203.8	977.64	8.4
20	10.20	42°.5	71.5	1199.4	1274.2	8.00

turbina è calcolata per funzionare al massimo rendimento ad un carico $\frac{3}{4}$ del massimo, quando essa funziona ad un carico maggiore.

Se si confrontano i consumi di vapore per KW ottenuti nella piccola Parsons di Newcastle (pag. 310) con i consumi teorici, tenendo conto del rendimento variabile col carico della dinamo, si hanno per la sola turbina i seguenti rendimenti totali:

Esperienza N.° . . .	1	2	3	4	5
Rendimento totale .	0.44	0.415	0.35	0.467	0.47

Il rendimento migliora diminuendo il vuoto del condensatore ed è massimo a turbina funzionante a scarico libero.

Ed infatti quando la turbina funziona a pieno carico e con un vuoto nel tubo di scarico così elevato come quello ottenuto nelle prime 3 esperienze, le velocità del vapore nei canali dei distributori e delle ruote risultano molto elevate, i salti di pressione fra una ruota e l'altra pure e si hanno quindi delle perdite molto sensibili che si possono così ripartire:

Perdita per velocità assoluta residua del vapore allo scarico	10 %
Perdita per fughe di vapore attraverso le ruote	12 %
» » » » » » gli stantuffi equilibratori	8 %
Perdite entro i distributori (*).	11 %
» » le ruote motrici	11 %
Totale perdite . . .	52 %

Se, data la piccola potenza della turbina le si assegna un rendimento organico del 94 % si arriva ad un rendimento totale appunto del 45 % vicinissimo a quello effettivo.

(*) Comprese le perdite per calore trasmesso all'ambiente.

Quando la turbina funziona senza condensazione aumentano le perdite entro le ruote ed i distributori per gli urti continui che vi avvengono giacchè i vari triangoli delle velocità all'ingresso ed all'uscita non corrispondono più ai valori effettivi degli angoli delle pale, ma diminuiscono molto le perdite dovute alla velocità residua, alle fughe di vapore.

Con molta approssimazione si possono ripartire allora le perdite come segue:

Perdita dovuta alla velocità assoluta assidua del vapore allo scarico	3 %
Perdita per fughe di vapore attraveso le ruote	8 %
» » » » » » gli stantuffi equilibratori	5 %
Perdite entro i distributori.	17 %
» » le ruote mobili	17 %
Totale perdite . . .	50 %

Con un rendimento organico di 0.90 (il lavoro sviluppato è minore) si arriva ad un rendimento totale del 45 %.

Per le grosse unità il valore del rendimento totale aumenta in modo sensibile giacchè diminuiscono tutte le perdite. Così per l'esperienza N. 2 relativa al gruppo Parsons di 500 KW installato a Cambridge si ha un rendimento della turbina del 58 % e per la turbina Brown-Boveri Parsons della centrale di Rheinfelden di 2000 HP (esperienza N. 1) un rendimento totale del 64 %.

L'ing. Vannotti della Casa Brown-Boveri che ha eseguito molte esperienze sulle turbine a vapore della sua ditta così ripartisce le perdite che si hanno nelle turbine Brown-Boveri-Parsons:

Perdita allo scarico	5-8 %
Fughe di vapore attraverso le pale . .	4-8 %
» » » » gli stantuffi	3-6 %
Perdite nei distributori e nelle ruote .	20-30 %
Rendimento organico.	0.96-0.92 %

dipendentemente dalla potenza della macchina.

Per la turbina della centrale di Rheinfelden si possono dunque ripartire le perdite come segue:

Perdita per velocità assoluta residua del vapore allo scarico	5 %
Fughe di vapore attraverso le ruote . . .	5 %
» » » » gli stantuffi . .	4 %
Perdite nei distributori	10 %
» nelle ruote	10 %
Totale perdite. . .	34 %

Ammesso un rendimento organico del 0.96 si ha un rendimento totale del 0.63.

§ 7. — *Osservazioni sulla turbina Parsons.* Le turbine Parsons hanno dei pregi grandissimi, se si confrontano specialmente con le turbine ad azione del primo gruppo, che si possono riassumere in un rendimento elevato, ci riferiamo beninteso alle grosse unità, ed in una velocità angolare di massimo rendimento relativamente bassa.

Si faceva carico alla turbina Parsons della presenza degli stantuffi equilibratori, del numero di pale grandissimo, delle dimensioni di queste piccolissime, della loro usura e l'esperienza di questi anni ha dimostrato infondati tali timori e che la perdita di alcune palette verificatasi in qualche unità non porta nessun inconveniente grave nel funzionamento della macchina: fra le pale del distributore e delle ruote mobili è un intervallo di 5 mm. nel quale possono comodamente trovare posto, sul fondo, le palette rotte per qualche causa durante il funzionamento.

Gli appunti che si possono muovere alla Parsons non riguardano la parte costruttiva ma l'applicazione ad essa della teoria di tali turbine. Il massimo rendimento totale che esse possono dare oggi è del 65 % nelle grosse unità dove le perdite dovute alle fughe di vapore sono ridotte al minimo dell'8 %, e la perdita allo scarico al 5 %; nei distributori e nelle ruote si perde quindi in totale circa il 20 %, perdita questa molto sensibile se si pensa che il numero grandissimo di pale di ogni

ruota, la loro distanza periferica e la loro dimensione assiale limitata dovrebbero dare per curvatura e per attrito una perdita massima totale del 10 % tanto più che, appunto per diminuire le perdite dovute al cambiamento di direzione dei getti di vapore, man mano che aumenta la velocità del vapore nei condotti dei distributori e delle ruote, i costruttori aumentano la dimensione assiale delle pale. Così mentre nelle prime ruote dove il vapore ha circa 50-70 metri di velocità tale dimensione è di 9-11 mm. nelle ultime dove tale velocità è di 300-400 è di 20 mm.

L'altra perdita sensibile è dovuta a nostro avviso ad urti che si verificano sia all'ingresso dei distributori che delle ruote e dovuti a tre cause:

I - Alla variazione che subiscono i triangoli delle velocità teorici all'ingresso ed all'uscita delle ruote mobili, perchè le pale di queste hanno una velocità periferica che varia da punto a punto in relazione alla distanza dall'asse di rotazione. Da punto a punto dovrebbero variare cioè gli angoli β e γ mentre nel fatto sono costanti su tutta la lunghezza della pala.

II - Alla necessità costruttiva di tenere dei gruppi di ruote di egual diametro, mentre questo dovrebbe teoricamente variare col volume specifico del vapore, variando solo il numero delle pale.

III - Alle variazioni che subisce la pressione del vapore per effetto delle oscillazioni della valvola di ammissione.

Come hanno constatato il prof. Saldini e gli ingg. Scotti e Barzanò, nelle esperienze eseguite a scopo di collaudo, sulla unità Brown-Boveri-Parsons di 3000 KW della centrale appartenente alla Società Edison di Milano, le variazioni di pressione che si hanno all'ammissione, si fanno sentire, come è intuitivo debba essere, su tutta la turbina, diminuendo di intensità dall'ammissione allo scarico.

L'ing. Vannotti della casa Brown-Boveri asserisce che in esperienze eseguite sopra una stessa turbina con ammissione a pressione variabile ed a pressione costante non ha constatato nel consumo di vapore che differenze ora positive, ora negative, dell'1 o 2 %. Questo conferma a nostro avviso l'influenza sensibile

della perdita dovuta alle prime due delle cause ora accennate: se le pale variassero di profilo, con la distanza delle varie sezioni dall'asse, come esige la teoria, costruttivamente crediamo che non si avrebbe alcuna complicazione, la differenza nel consumo fra l'ammissione a pressione costante e quella a pressione variabile si farebbe sentire a tutto vantaggio della prima.

Ed infine vogliamo accennare ad un altro inconveniente che le Parsons presentano all'avviamento: condensazioni iniziali molto forti che si possono però evitare entro la turbina se questa si può scaldare prima di avviarla con una camicia di vapore.

§ 8. — *La turbina Westinghouse-Parsons ad asse verticale.* La casa Westinghouse ha recentemente brevettato un tipo misto di turbina ad azione e reazione ad asse verticale. La figura 251 rappresenta la sezione fatta con un piano verticale passante per l'asse del nuovo tipo. Il vapore che arriva in A, attraverso un certo numero di ugelli, simmetricamente disposti rispetto l'asse di rotazione, si espande fino ad una pressione, crediamo superiore all'atmosferica, ed agisce sopra una ruota del tipo radiale centripeto scaricandosi in una camera B, dalla quale esso viene ammesso al primo distributore di una serie di coppie identiche a quelle di una turbina Parsons scaricandosi in C. La ruota ad azione sostituisce evidentemente il gruppo di ruote ad alta pressione delle Parsons, quelle che dànno in proporzione al lavoro trasmesso sull'asse la perdita per fughe di vapore maggiore.

La spinta assiale che si ha in senso verticale non è, in tale turbina, sufficiente ad equilibrare il peso della parte girante e l'inventore si è proposto appunto di eseguire tale equilibratura approfittando della pressione atmosferica.

Mentre la faccia superiore D del tamburo mobile è soggetta alla pressione che è nel condensatore o poco più, la faccia inferiore a mezzo di un tubo, che termina nella capacità F aperta nell'aria, è soggetta alla pressione atmosferica. Se la turbina funziona senza condensazione il tubo E manda sotto al tamburo dell'aria compressa. Ad impedire che del vapore passi inferiormente vi sono due serie di anelli di tenuta N ed O; fra esse è la camera Q che comunica col tubo di scarico che va al conden-

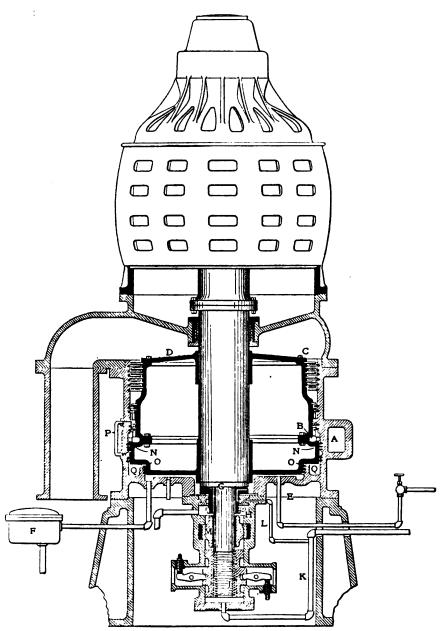



Fig. 251. — Sezione longitudinale della turbina Westinghouse ad asse verticale.

satore. Sul tubo di comunicazione è però interposta una valvola che automaticamente regola la pressione della camera stessa.

L'albero sul quale è montato il tamburo, al disotto di questo, diminuisce sensibilmente di diametro e un manicotto *G* la cui posizione può essere regolata verticalmente con un piccolo meccanismo di vite perpetua *H* ne garantisce, assieme ad un collare superiore, la centratura.

Inferiormente il peso della parte girante è sostenuto (a turbina ferma completamente, a turbina funzionante in minimissima parte) da un sopporto ad anelli *I* a lubrificazione forzata. L'olio vi arriva dal tubo *K*; il braccio *L* che si stacca da esso conduce l'olio al collare *G*.

Fra il sopporto *I* ed il collare *G* è un sopporto *M* con cuscinetti ad aggiustaggio sferico.

CAPITOLO XXIII

La turbina Rateau.

§ 1. — *Caratteri generali.* La Rateau è una turbina del secondo gruppo ad azione: il salto totale di pressione è diviso in vari salti minori ciascuno dei quali è utilizzato per azione. Le varie ruote mobili, il cui numero dipende dalla potenza e dalla velocità angolare che si assegna alla parte girante, girano ciascuna in una camera nella quale il vapore ha una pressione determinata dal numero di distributori che precedono. Tali camere sono formate dallo spazio compreso fra due successivi distributori come indica la figura 252 che rappresenta in parte una sezione longitudinale di una turbina di 150 KW.

I giri della turbina sono imposti generalmente da quelli dell'alternatore accoppiatovi. Per le unità costruite dalla casa Oerlikon di Zurigo si hanno i seguenti numeri che corrispondono a 50 periodi della corrente generata dall'alternatore:

Potenza KW	100	200	300	400	500	600	800	1000
Giri al 1'	3000	3000	3000	3000	3000	3000	1500	1500
Potenza KW	1250	1500	1750	2000	2500	3000	3500	4000
Giri al 1'	1500	1500	1500	1500	1000	1000	1000	1000

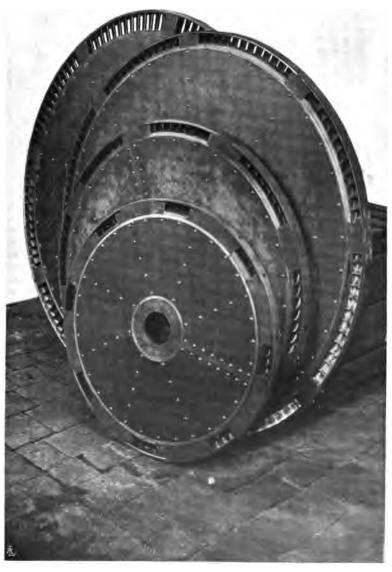
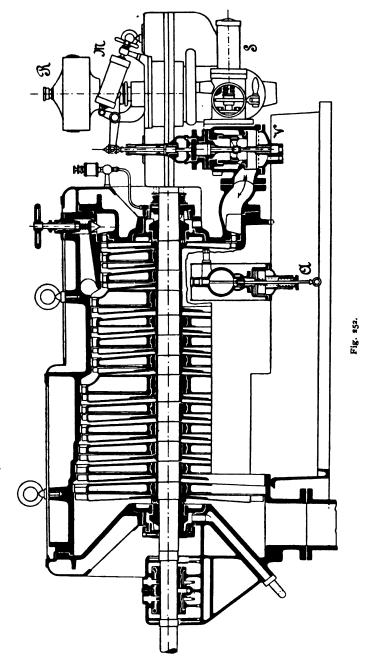
§ 2. — *Distributori e ruote mobili.* Una sezione fatta alle pale sia del distributore che della ruota mobile, con una superficie cilindrica conassica alla turbina, si presenta, salvo la distanza

Distributori della turbina Rateau.

Fig. 252.

fra una ruota ed il successivo distributore che è maggiore, come indica la figura 145 a pag. 163.

Si ha in generale:

$$\alpha = 20^\circ \qquad \beta = \gamma = 30^\circ$$

I distributori occupano una piccola estensione della corona di pale delle ruote relative nelle prime coppie ed il rapporto fra

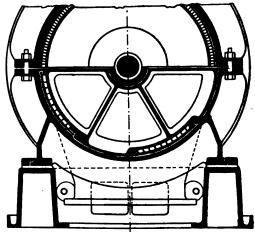



Fig. 253.

la lunghezza della periferia da essi occupata e la periferia stessa va aumentando, nel senso del moto del vapore, fino ad assumere il valore 1 nelle ultime ruote.

La figura 253 mostra la sezione trasversale di un distributore intermedio della turbina da 150 KW, la Tav. XIII la vista prospettica di alcuni distributori.

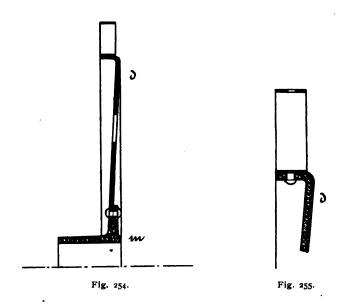
Le pale dei distributori sono in bronzo e vengono probabilmente fresate da delle pale di forte spessore fuse con la corona interna.

I vari pezzi, comprendenti il numero di pale necessario, sono incassati in apposite rientranze che si lasciano sulla periferia di una specie di stantuffo cavo in ghisa, la cui forma costruttiva si comprende chiaramente dalle figure 252 e 253. Lo stantuffo è

Ruote mobili della turbina Rateau.

in due pezzi, per permettere di levare l'albero con tutte le ruote mobili, quando si scoperchia la turbina. Delle sottili lamiere di acciaio chiudono la corona circolare aperta degli stantuffi (fig. 252 e Tav. XIII). Delle lastrine di bronzo chiudono poi, nelle rispettive sedi, i vari distributori.

La dimensione assiale delle pale dei vari distributori è di circa 25 mm.; la loro dimensione radiale varia da un minimo di

Fig. 254. Fig. 255.

15 mm. ad un massimo di circa 70 dipendentemente dalla pressione del vapore che ne attraversa i canali.

Le ruote mobili (Tav. XIV e fig. 254) sono formate da un mozzo in bronzo *m* sul quale è chiodato un disco stampato di lamiera di acciaio *d* sulla cui periferia (fig. 255) sono chiodate ad una ad una le palette, riunite, alla periferia esterna, da un sottile nastro di bronzo o d'acciaio.

La dimensione assiale delle pale (altezza) varia, in relazione al diametro medio della ruota, dai 20 ai 25 mm.

Ogni ruota è accuratamente equilibrata e provata ad una velocità superiore a quella cui essa gira normalmente.

I mozzi delle varie ruote infilate sull'asse si toccano attraversando, con giuoco minimo, il foro lasciato in una bussola in bronzo in due pezzi montata nei dischi che portano i distributori (fig. 252). Il giuoco fra la parte fissa e la girante, che appartiene ad una periferia di piccolo diametro, rappresenta l'unica comunicazione fra due camere successive. Le fughe di vapore sono quindi ridotte ad un valore quasi trascurabile.

La turbina di 150 KW rappresentata dalla Tav. XV ha tre gruppi di ruote: il primo gruppo ad alta pressione ha tre ruote del diametro medio di 560 mm. che girano quindi ad una velocità periferica di circa 90 metri; il secondo gruppo a media pressione ha quattro ruote del diametro medio di 640 mm.; il gruppo a bassa pressione ha sei ruote rispettivamente dei diametri medi di 740, 740, 740, 745, 750, 760 mm. La velocità periferica massima è di 120 metri.

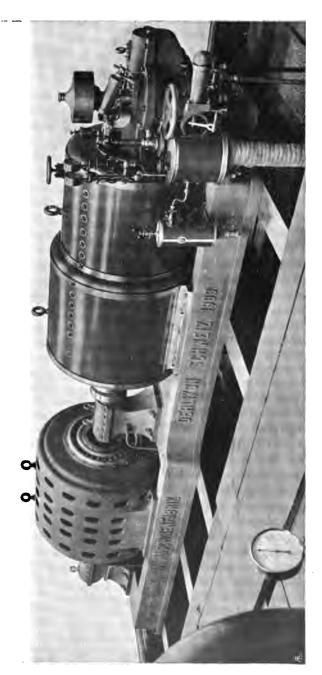
Sono dunque in totale 13 ruote: per potenze maggiori e pressioni elevate tale numero aumenta ma ad ogni modo esso è sempre inferiore a quello delle ruote di una Parsons.

§ 3. — *Regolazione della turbina Rateau*. Il complesso degli organi regolatori di una turbina Rateau si vede chiaramente nelle figure 252 e 256 in sezione, nella Tav. XV, che rappresenta l'insieme prospettico della stessa turbina (*), in vista.

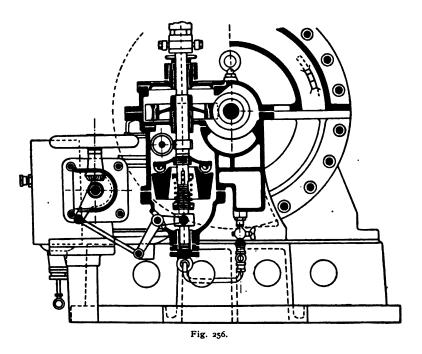
La regolazione si compie strozzando il vápore all'ammissione con una valvola equilibrata *V* (fig. 252) comandata direttamente dal regolatore centrifugo *R* le cui condizioni si possono variare, per la messa in parallelo del gruppo, mediante la manovra di un volantino che varia la tensione di una molla chiusa nella custodia *M*.

Il vapore prima di arrivare alla valvola è filtrato: il filtro si vede esternamente nella Tav. XV.

Il regolatore riceve il movimento dall'asse della turbina mediante coppia di ingranaggi elicoidali (vite perpetua sull'asse della turbina, ruota elicoidale sull'asse del regolatore) che ne riduce la velocità; sulla parte inferiore dell'asse del regolatore

(*) Costruita per la Scuola Tecnica Superiore di Danzig.

Turbo-dinamo sistema Rateau da 150 KW - 3000 giri.

centrifugo è montato il regolatore di sicurezza (fig. 256) che agisce facendo scattare una molla (Tav. XV), caricata quando si apre la valvola di ammissione del vapore al filtro, che provoca la chiusura di questa quando la velocità supera del 15 % la normale.

Fig. 256.

§ 4. — *L'insieme della turbina - Particolari costruttivi.* Le figure 252-253 e la Tav. XV dànno una chiara idea della forma costruttiva delle turbine Oerlikon-Rateau. L'incastellatura della macchina è formata da un cilindro in ghisa in due metà chiuso all'estremità da coperchi pure in due metà, uno dei quali porta anche uno dei sopporti della turbina, ed ambedue i premistoppa di costruzione speciale che, in scala maggiore, sono rappresentati dalla figura 257.

Nel coperchio è infilato il pezzo *D* che presenta una sede conica ad una bussola *A* premuta contro la sede da un dado ordinario. La bussola è infilata nell'albero ed ha una forma tale

da lasciare libera una capacità E nella quale viene mandato del vapore e precisamente, nella scatola a stoppa che deve impedire l'ingresso dell'aria nel tubo di scarico, dove la pressione è minore dell'atmosferica, si manda il vapore che si raccoglie nella capacità E della scatola a stoppa verso l'alta pressione. Se il vapore che sfugge da questa è insufficiente una valvola di riduzione A (fig. 252) manda del vapore nella scatola a stoppa che è allo scarico. Completano la tenuta degli anelli in tre pezzi B premuti contro l'asse delle molle C e contro la bussola A da alcune molle cilindriche F.

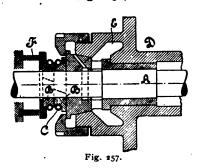



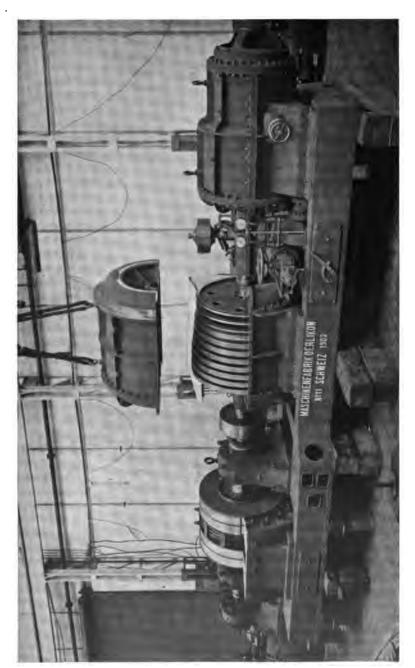
Fig. 257.

I sopporti sono a lubrificazione automatica ad anelli e l'olio circola continuamente nella capacità, dove questi pescano, a mezzo di una ordinaria pompa.

La Tav. XVI rappresenta un turbo-generatore di 1300 HP nel quale il gruppo delle ruote ad alta e media pressione è stato diviso da quello delle ruote a bassa. Fra i due gruppi sono gli organi regolatori. Il cilindro a bassa pressione è aperto e vi si vedono le ruote mobili ed i rispettivi distributori.

La divisione in due gruppi qui è resa necessaria dal numero elevato delle ruote e dal diametro dell'albero che si tiene quello strettamente necessario allo scopo di diminuire le fughe di vapore. È una disposizione che presenta però i due inconvenienti già accennati a proposito della turbina Parsons.

Nel suo complesso la turbina si presenta accuratamente studiata e disegnata: il giuoco fra le ruote e la parte fissa può essere quello che si vuole, in pratica 5-6 mm., e quindi l'inviluppo della turbina, in corrispondenza alle ruote, non abbisogna di quella lavorazione al decimo di millimetro che si ha nelle Parsons. L'ispezione della turbina è facile, il ricambio delle pale pure.

§ 5. — *Risultati sperimentali - Consumo di vapore.* Le esperienze relative a turbine sistema Rateau non sono molto numerose; la costruzione di tale turbina è molto delicata e questo

Turbina Oerlikon-Rateau da 1300 HP - 1500 giri.

spiega perchè tale tipo solo da poco tempo affronta con sicurezza il mercato, mentre gli studi e le esperienze ad esso relativi vennero iniziati già prima del 1900.

Nella tabella seguente raccogliamo i risultati delle esperienze eseguite dalla casa Oerlikon sopra il gruppo di 150 KW del quale la figura 252 rappresenta una sezione e la Tav. XV una vista prospettica esterna.

Esperienza N.°	1	2	3	4
Pressione assoluta del vapore dopo la valvola di ammissione Kg. per cm²	1.3	4.5	7.3	10
Pressione assoluta nel condensatore Kg. per cm²	0.12	0.1	0.1	0.11
KW ai morsetti dell'alternatore	—	53	103	160
Consumo orario di vapore Kg.	230	750	1230	1800
Consumo di vapore per KW-ora Kg.	—	14.2	12.—	11.25
Rendimento complessivo del gruppo (calcolato)	—	0.374	0.44	0.47

E per la turbina, ammettendo rispettivamente di 0.92, 0.9 e 0.88 i rendimenti ai vari carichi dell'alternatore si hanno i valori: 0.425, 0.49, 0.51.

Per un turbo-alternatore di 1000 KW provato nelle officine Oerlikon si sono ottenuti i risultati raccolti nel seguente specchietto:

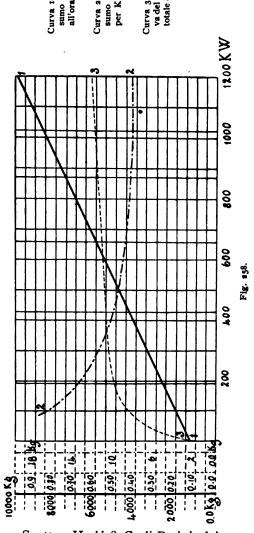
Esperienza N.°	1	2	3	4	5
Pressione assoluta del vapore in caldaia, Kg. per cm²	13.1	10.9	11.3	12.7	12.6
Pressione dopo la valvola di ammissione, Kg. per cm²	2.14	4.06	5.99	7.89	8.19
Temperatura del vapore	148°	155°	162°	175°	176°
Surriscaldamento dovuto allo strozzamento	26°	12°	4°	7°	5°.5
Pressione nel condensatore Kg. per cm²	0.078	0.083	0.140	0.222	0.171
KW ai morsetti della dinamo	194	425	659	871	1024
Consumo di vapore per KW-ora	14.5	11.3	10.8	11.2	9.97
Rendimento complessivo calcolato (*)	0.504	0.552	0.583	0.578	0.607

(*) Il calcolo è riferito alla pressione del vapore davanti al primo distributore. Riferendo il calcolo alla pressione prima della valvola di strozzamento il rendimento ai carichi parziali risulterebbe molto minore.

Nel grafico della figura 258 sono invece rappresentati dalle linee 1-1 e 2-2 rispettivamente il consumo orario e per KW-ora relativo ai vari carichi della stessa turbina, ammettendo che, abbassando la pressione del condensatore al valore di 0.045 Kg. per cm², la turbina mantenga inalterati i rendimenti ottenuti nelle esperienze riassunte dalla precedente tabella e segnati nella curva 3-3.

Fig. 258.

Crediamo però che il rendimento diminuirebbe e che il consumo di vapore per KW-ora sarebbe leggermente superiore a quello segnato nel grafico.

Crediamo infine interessante riportare nella tabella della pagina 333 i risultati di esperienze eseguite sopra una turbina Rateau di 650 HP, accoppiata ad una dinamo a corrente continua, costruita dalla casa Sautter, Harlé & C. di Parigi, dai professori Wyssling, Farny e Stodola.

RISULTATI DELLE ESPERIENZE

ESEGUITE SOPRA UNA TURBINA RATEAU COSTRUITA DALLA CASA SAUTTER HARLÉ & C. DI PARIGI.

Esperienza N.°	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Durata dell'esperienza, ore	0 ; 30	0 ; 18	0 ; 25	0 ; 40	0 ; 20	0 ; 50	0 ; 35	3 ; —	0 ; 30	0 ; 22	0 ; 30
Giri della turbina 1'	2196	2181	2186	2184	1054	2181	2190	2101	2200	2360	2310
KW ai morsetti della dinamo	a vuoto	dinamo eccitata	58.45	107.5	127.9	172.35	279.9	366.-	440.1	462.9	470.27
Pressione assoluta iniziale del vap. (*) Kg. per cm²	12.33	12.66	12.26	12.38	10.91	12.31	11.99	11.84	12.73	15.73	15.20
Surriscaldamento	—	0°.3	0°.7	2°.9	6°.-	5°.-	8.°2	11°.1	8°.1	13°.1	11°.8
Pressione assoluta del vapore davanti al primo distributore Kg. per cm²	0.66	0.875	2.28	3.14	4.54	4.49	6.71	8.43	10.1	10.71	10.32
Surriscaldamento dovuto allo strozzamento	34°.6	29°.2	17°.8	18°.1	17°.9	17°.9	11°6.	10°.5	6°.6	12°.1	11°.8
Pressione assoluta nel tubo di comunicazione fra i due gruppi Kg. per cm²	0.120	0.140	0.266	0.383	0.546	0.545	0.802	0.999	1.20	1.24	1.27
Pressione assoluta nel tubo di scarico	0.106	0.103	0.088	0.091	0.091	0.0935	0.106	0.115	0.131	0.151	0.13
Temperatura dell'acqua di circolazione del condensatore — ent.	12°.9	11°.5	12°.2	17°.5	16°.72	16°.5	18°.2	15°.8	16°.04	21°.5	13°.9
Temperatura dell'acqua di circolazione del condensatore — usc.	14°.3	13°.2	16°.6	22°.9	24°.4	24°.-	28°.-	26°.8	27°.7	33.°8	27°.2
Consumo orario di vapore, Kg.	338.-	445.-	1003.2	1483.5	2085.-	2044.8	2976.-	3754.-	4385.-	4640.5	4647.-
Consumo per KW-ora	—	—	**17.16**	**13.80**	**16.30**	**11.86**	**10.63**	**10.25**	**9.96**	**10.02**	**9.88**
Consumo per cavallo-ora sviluppato dalla turbina (**) Kg.	—	—	**9.35**	**8.52**	**10.32**	**7.86**	**7.04**	**6.97**	**6.82**	**6.88**	**6.79**

(*) Prima della valvola di strozzamento. (**) Tenendo conto del rendimento della dinamo.

La turbina ha i gruppi ad alta e media pressione in un primo corpo cilindrico e il gruppo a bassa pressione in un secondo corpo conassico al primo, un tubo conduce il vapore di scarico dal primo corpo all'ammissione nel secondo.

Dalle cifre raccolte nella citata tabella si conferma un fatto già noto e cioè il surriscaldamento che il vapore subisce nel passare attraverso la valvola di strozzamento.

Il massimo rendimento totale che si è ottenuto per la turbina, e calcolato in base alla pressione del vapore dopo la valvola di strozzamento, è del 60 % circa per l'esperienza N. 11. Calcolato in base alla pressione del vapore prima della valvola stessa e al vuoto del condensatore esso risulterebbe certamente più basso del 5 % almeno e diminuirebbe in modo sensibile al diminuire del carico risultando ad esempio del 33 % circa per l'esperienza N. 3 ad 1/8 del carico massimo.

Nelle cifre esposte è escluso come al solito il lavoro della pompa d'aria e della pompa di circolazione del condensatore.

§ 6. — *Osservazioni sulla turbina Rateau.* La turbina sistema Rateau presenta, rispetto alla Parsons, due vantaggi principali:

I - quello di non avere alcuna spinta assiale giacchè la pressione è eguale sulle due faccie delle ruote;

II - quello di avere la perdita dovuta a fughe di vapore ridotta ad una percentuale che crediamo non superi, nelle grosse turbine, l'unità.

La mancanza di spinta assiale rende inutile, oltre agli stantuffi equilibratori il sopporto ad anelli che è nella Parsons e questo fatto e il numero limitato di ruote rendono, a pari potenza, molto più piccola la lunghezza di una turbina sistema Rateau in confronto di una Parsons.

La quasi mancanza di fughe di vapore dovrebbe elevare, sembrerebbe, il rendimento relativo di tale tipo di turbina sopra quello delle Parsons: nel fatto i due rendimenti si equivalgono per grosse unità: quello della turbina Rateau è leggermente superiore per unità di piccola potenza.

Ciò vuol dire dunque che nelle turbine sistema Rateau si ha una perdita entro i canali percorsi dal vapore superiore, del 10 °/₀ circa, a quella che si ha nei canali di una Parsons. E poichè si sa che distributori come quelli della turbina Rateau possono importare al massimo una perdita del 7-8 °/₀ ne consegue che la perdita si verifica specialmente nelle ruote e, aggiungiamo, specialissimamente nelle ruote ad alta pressione.

I distributori di questa occupano infatti una zona che nelle prime coppie è $^1/_8$ dell'intera corona occupata dalle pale delle ruote, e sono distribuiti rispetto a queste simmetricamente come gli ugelli di una turbina De Laval. Data quindi la distanza periferica che di necessità, dato il sistema di attacco, devesi tenere fra le pale delle ruote, è ovvio che il rendimento relativo di queste è forse di qualche unità superiore a quello massimo delle ruote De Laval, per la forma dei distributori, ma è ad ogni modo un rendimento sempre basso.

Crediamo sarebbe buona cosa, il rendimento certo ne migliorerebbe, suddividere meno, per esempio in 4 gruppi anzichè in 8, i distributori delle prime ruote: la quantità di vapore che agisce male sulle ruote (fig. 218 pag. 273) sarebbe allora dimezzata.

Ma le prime ruote mobili si trovano anche in cattive condizioni per il rendimento organico, che in esse è così basso da far scendere il rendimento organico totale della turbina ad un valore inferiore a quello delle turbine Parsons. Se si applica la formola data a pag. 206 ad una ruota del diametro di 400 mm. che giri nel vapore a 6 atmosfere di pressione con una velocità periferica di 80 metri, sviluppando al massimo 15 cavalli, si arriva ad un lavoro assorbito nella rotazione per l'attrito del disco e l'effetto ventilante delle pale di circa 2.5 cavalli cifra probabilmente inferiore al vero giacchè, per l'equilibratura delle ruote, si praticano nei dischi giranti e nella posizione necessaria dei fori, i quali aumentano la resistenza opposta nella rotazione.

Come esempio ci proponiamo di calcolare il rendimento teorico massimo totale di una ruota di 600 mm. di diametro che giri in un ambiente con vapore alla pressione di 3 atmosfere assolute.

Supponendo:

$$c = 250 \text{ metri}$$
$$v_1 = 90 \quad »$$
$$\alpha = 20^0 \quad »$$
$$\beta = \gamma = 30^0 \quad »$$

si ha:

$$w_1 = 168$$

e poichè certamente:

$$w_2 = 0.65\, w_1 = 109$$

si ha:

$$u = 56 \text{ metri}$$

E supponendo di perdere il 7 % nel distributore relativo alla ruota considerata si hanno le perdite così ripartite:

distributore.	7 %
ruota mobile	24 %
fughe di vapore	1 %
Totale perdite	32 % (*)

e quindi un rendimento relativo del 68 %.

Supporremo che attraverso la ruota passi, ad ogni 1″, 1 Kg. di vapore; essa dovrebbe teoricamente sviluppare, con rendimento relativo eguale ad uno 47.5 HP; ne sviluppa invece:

$$47.5 \times 0.68 = 32.30$$

Il lavoro assorbito nella sua rotazione, ammesse le pale

(*) L'energia corrispondente alla velocità *u* del vapore si suppone utilizzata completamente nel distributore successivo.

larghe 3 cm., risulta di 4.5 HP. Si ha quindi un rendimento organico di:

$$\frac{32.3 - 4.5}{32.3} = 0.86$$

e quindi un rendimento totale di:

$$0.68 \times 0.86 = 0.585 \ .$$

Il rendimento totale delle ruote a bassa pressione è certamente maggiore e si può quindi contare, nelle migliori condizioni, tenendo conto del lavoro assorbito nei sopporti e nelle pompe di circolazione, sopra un rendimento totale della turbina del 55 % per piccole unità, del 60 %, nelle migliori condizioni, per le unità di grande potenza.

Evidentemente tali cifre aumenterebbero se, cambiando il sistema di attacco delle pale alle ruote mobili, e la costruzione attuale di queste, se ne riducesse la distanza periferica di almeno metà e si spingesse la velocità delle ruote almeno ai 150 metri in modo di fare sviluppare a ciascuna di esse un maggior lavoro: diminuirebbe il numero delle ruote e aumenterebbe il rendimento organico della macchina.

Non potendo spingere la velocità periferica delle ruote, per avere un buon rendimento relativo devesi di necessità aumentare il loro numero, suddividere il salto totale di pressione in un numero di salti maggiore sacrificando il rendimento organico e l'economia nella costruzione.

Non crediamo che nelle turbine Rateau i costruttori si siano preoccupati dell'influenza della forza centrifuga sul movimento del vapore, e del fatto che i diagrammi della velocità (Vedi pagina 320) non sono identici in ogni punto delle pale (*). Il preoc-

(*) Vedere in proposito una nota dell'autore: Alcune considerazioni sugli elementi cinematici e geometrici delle turbine assiali. Politecnico, 1900.

cuparsene porta ad una complicazione costruttiva delle pale che crediamo però converrebbe superare per aumentare il rendimento della turbina.

Ed infine non vediamo come si sia ovviato agli inconvenienti portati dalla condensazione del vapore, che si raccoglie come acqua sul fondo delle varie camere, e che si verifica all'avviamento della turbina e quando, se la turbina lavora ad un piccolo carico, questo aumenta.

§ 7. — *Turbine a bassa pressione*. Che il rendimento del gruppo di ruote Rateau a bassa pressione sia superiore a quello del gruppo a media ed alta, viene ammesso anche dal prof. Rateau che ha rivolto specialmente lo studio alla utilizzazione del vapore di scarico delle motrici a stantuffo. Il vapore in una turbina a bassa pressione con una pressione nel condensatore di Kg. 0.05 per cm^2 viene certamente meglio utilizzato che nel cilindro di una macchina a stantuffo, tanto più che la turbina può avere un rendimento minimo del 65 %.

Il prof. Rateau si è preoccupato di utilizzare specialmente il vapore di scarico delle motrici da miniera o che comandano dei treni di laminatoi ed ha superato le difficoltà relative all'intermittenza che si ha nell'arrivo di vapore a mezzo di un apparecchio detto *accumulatore rigeneratore di vapore* (*), che funziona come un volano immagazzinando delle calorie quando l'arrivo di vapore è superiore a quello richiesto dalla turbina, e restituendole come vapore nel caso opposto. Se l'arrivo di vapore è nullo per un periodo di tempo troppo lungo la turbina riceve del vapore direttamente dalla caldaia e viene strozzato prima di essere ammesso nella turbina.

È evidente che se tale intermittenza nell'arrivo del vapore di scarico è molto frequente e di lunga durata, il rendimento termico dell'impianto a turbina diviene, in tali condizioni, disastroso: sta appunto nel criterio di chi deve studiare una installazione di questo genere giudicare in base a cifre concrete se esso convenga o meno.

(*) A. RATEAU, *Note sur un accumulateur régénérateur de vapeur*.

L'impianto che funziona ottimamente nelle miniere di Bruay con una turbina a bassa pressione che aziona due dinamo a corrente continua ha dato i seguenti risultati:

Pressione assoluta del vapore, Kg. per cm^2	1.01
Pressione nel condensatore	0.184
Giri della turbina	1800
KW resi ai morsetti della dinamo . . .	247
Consumo per KW-ora Kg.	23. —

Come vedesi sono cifre perfettamente accettabili di fronte a quanto darebbe il cilindro a bassa pressione di una motrice a vapore.

CAPITOLO XXIV

La turbina Zoelly.

§ 1. — *Caratteri generali.* È una turbina ad azione del secondo gruppo analoga nella forma, identica nel concetto a quella descritta dell'ing. Rateau; ma differisce da questa per una serie di particolari costruttivi, accuratamente studiati, che dovrebbero avere lo scopo di aumentare il rendimento totale della turbina stessa.

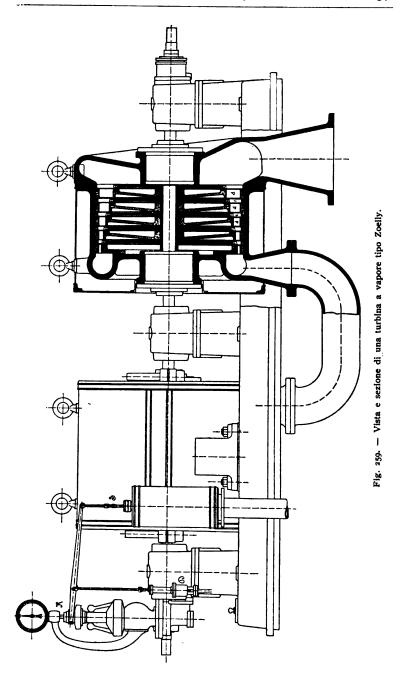
Fino ad ora si conoscono di tale turbina i risultati sperimentali di un tipo di prova della potenza di 500 cavalli circa, costruito dalla Ditta Escher-Wyss & C. di Zurigo, ed è quello illustrato nelle figure 259-266.

La figura 259 rappresenta l'insieme della turbina la quale si compone dunque di due gruppi di cinque coppie ciascuno: un gruppo detto ad alta pressione, l'altro a bassa.

Il numero delle ruote è scelto forse secondo criteri analoghi a quelli esposti a pag. 216 (Cap. 15 § 3.) e come per la turbina Rateau la prima serie di ruote ha i distributori che occupano solo una frazione, della corona delle ruote mobili, che va aumentando da una ruota all'altra.

§ 2. — *Distributori e ruote mobili.* Le figure 260, 261, 262, 263, 264 e 265, rappresentano alcuni particolari costruttivi relativi sia alle ruote mobili che ai rispettivi distributori.

Come vedesi anche nella sezione della figura 259 i distributori *d* hanno un'altezza superiore sensibilmente a quella delle

Fig. 259. — Vista e sezione di una turbina a vapore tipo Zoelly.

ruote: quelli del gruppo a bassa pressione sono alti 55 mm. Lo scopo di tale altezza è evidentemente quello di rendere piccole

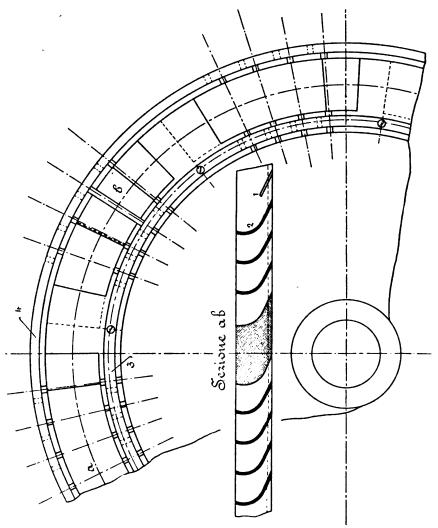
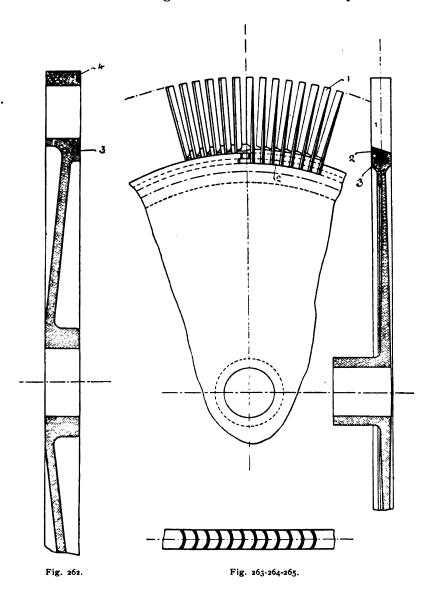



Fig. 260 e 261.

le perdite per curvatura e facilitare la costruzione abbastanza ingegnosa dei distributori stessi. Un disco di ghisa ed una co-

rona esterna sono collegati fra loro dai settori che separano un

Fig. 262. Fig. 263-264-265.

gruppo di canali dall'altro. Delle scanalature 1 (fig. 261) sono

praticate nella periferia del disco stesso ed in esse trovano posto delle appendici di cui sono munite le pale in lamiera di acciaio 2 2. Gli anelli 3 e 4 rimessi dopo assicurano la rigidità delle pale.

I vari dischi, alternati con le rispettive ruote, sono infilati nel corpo cilindrico della turbina e centrati dalla parete del cilindro stesso.

Molto razionale è del pari la costruzione delle ruote mobili. Queste sono formate da un disco di acciaio Martin-Siemens sulla cui periferia, come indicano le figure 263 a 265 sono riportate le palette pure in acciaio 1 che hanno una parte lavorata a coda; fra le palette sono interposti dei pezzi 2, e l'anello 3 chiodato col disco completa la costruzione della ruota.

La velocità periferica media delle ruote è di circa 130 metri e la sollecitazione, per effetto della forza centrifuga, è quindi molto sensibile avuto riguardo anche al piccolo diametro delle ruote. Si sono quindi costruite le pale a spessore variabile, decrescente dall'asse alla periferia. L'altezza delle pale (dimensione nel senso dell'asse della turbina) è di 25 mm. per le ruote a bassa pressione, forse di 20 in quelle ad alta.

§ 3. — *Regolazione della turbina.* La parzializzazione della turbina Zoelly ha luogo strozzando il vapore ammesso con una valvola comandata da un servomotore. L'asta di quest'ultimo è indicata con S nella figura 259.

Con D è invece indicato il distributore dell'olio in pressione al servomotore; lo stantuffo del distributore è comandato dal regolatore R: ad ogni posizione di questo corrispondente ai vari carichi, se ne ha una corrispondente del servomotore e quindi della valvola di strozzamento mentre il distributore rimane, a regime, in una posizione fissa.

La figura 266 mostra la sezione verticale normale al piano del disegno del gruppo servomotore-valvola di strozzamento. La forma speciale delle aperture di questa è necessaria per la buona regolazione con carichi ridotti.

L'olio in pressione è inviato al servomotore da apposita pompa mossa dall'asse della turbina.

L'insieme della regolazione è evidentemente molto semplice e non richiede consumo di vapore.

§ 4. — *L'insieme della turbina.* La turbina si presenta, nel suo complesso, formata di due corpi cilindrici comprendenti ciascuno, rispettivamente, il gruppo di ruote ad alta ed a bassa pressione: fra i due gruppi vi è, per l'albero, un sopporto a lubrificazione forzata come i due estremi; i due gruppi comunicano fra loro a mezzo di un tubo (fig. 259) che porta il vapore dalla quinta ruota al distributore della sesta.

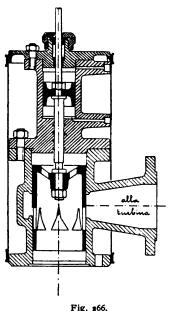



Fig. 266.

§ 5. — *Ricerche sperimentali — consumo di vapore — rendimento.* Le esperienze sull'unità costruita dalla ditta Escher-Wyss furono eseguite nel dicembre 1903 e gennaio 1904 dal prof. Stodola ed hanno dato dei risultati buoni, almeno per il pieno carico, impiegando un buonissimo condensatore a superficie, dell'acqua di condensazione freddissima ed abbondante. Il consumo di vapore veniva dedotto da quello dell'acqua condensata.

I risultati ottenuti sono raccolti nella tabella a pagina seguente.

Il massimo rendimento totale che si ottiene, per la sola turbina è dunque del 55 % circa calcolato prendendo come iniziale la pressione del vapore prima della valvola di strozzamento e come finale quella nel tubo di scarico; prendendo quella nel condensatore esso sarebbe del 0.53 % circa. È un rendimento buono certamente, dato il tipo di turbina e la divisione delle coppie in due gruppi separati, dovuto alle disposizioni adottate, specialmente nel gruppo ad alta pressione, per aumentare il rendimento organico delle varie ruote riducendo al minimo l'effetto ventilante delle loro pale.

Il rendimento diminuisce con la velocità della turbina, a

RISULTATI DELLE ESPERIENZE

ESEGUITE SOPRA UNA TURBINA COSTRUITA DALLA DITTA ESCHER-WYSS DI ZURIGO

Esperienza	Durata della esperienza	Giri al 1'	KW ai morsetti della dinamo	Pressione dopo la valvola	Pressione dopo il primo distributore	Surriscaldamento	Pressione nel tubo di collegam.to	Pressione allo scarico	Pressione nel condensat.re	Kg. di vap.re per KW-ora	Rendimento totale del gruppo
N.°	ore			Atmosf. ass.	Atmosf. ass.	Gradi cent.	Atmosf. ass.	Atmosf. ass.	Atmosf. ass.		%
1	3 ; —	2967	363.06	10.1	6.03	1	1.068	0.0715	?	**9.87**	52.3
2	1 ; 20'	2967	387.65	10.11	6.32	0.6	1.11	0.0721	0.046	**9.74**	50.2
3	0 ; 50'	2977	334.51	9.03	5.59	0.6	0.982	0.0679	0.0471	**10.07**	48.4
4	0 ; 50'	2983	240.1	6.92	4.29	1.3	0.739	0.0657	0.051	**10.91**	44.3
5	0 ; 50'	2984	188.22	5.47	3.44	2.2	0.58	0.0661	0.053	**11.657**	41.6
6	1 ; —	2995	80.13	3.07	1.84	2.4	0.32	0.0521	0.044	**15.—**	31.3
7	1 ; —	2995	—	1.22	0.652	4.1	0.197	0.051	0.044	—	—
8	0 ; 35'	3000	—	0.747	0.383	11.7	0.176	0.0514	0.046	—	—
9	0 ; 50'	**3229**	295.9	7.96	4.76	2.-	0.84	0.0683	0.051	**10.07**	47.9
10	1 ; —	**2430**	279.52	»	4.95	2.8	0.87	0.0665	0.046	**10.65**	45.8
11	1 ; —	**1890**	242.06	»	4.95	3.-	0.862	0.0682	0.048	**12.29**	39.4
12	0 ; 15'	2982	288.7	9.41	5.93	0.4	1.05	**0.1922**	—	**12.12**	48.4
13	0 ; 11'	2982	318.68	9.48	6.—	0.3	1.06	**0.137**	—	**11.03**	50.8
14	1 ; 10'	2972	391.66	9.72	6.23	38.9	1.07	0.0653	0.04	**8.63**	51.7
15	0 ; 20'	2973	389.6	9.72	6.212	41.4	1.056	0.0664	0.042	**8.54**	51.3
16	1 ; 20'	2968	390.4	9.80	6.28	38.5	1.09	0.0692	0.042	**8.98**	52.2
17	0 ; 10'	2960	305.43	9.43	6.15	45.6	1.06	**0.213**	0.203	**10.56**	53.4

carico costante o quasi (esperienze n. 10 e 11), il consumo di vapore per KW diminuisce surriscaldando il vapore (esperienze n. 14, 15 e 16) e aumentando il vuoto nel condensatore.

Le esperienze in parola sono però interessanti per un dato di qualche importanza rilevatovi e cioè la pressione del vapore dopo il primo distributore. Nel seguente specchietto riassumiamo per maggior chiarezza, i valori delle pressioni prima e dopo il primo distributore relativi alle varie esperienze, ed il rapporto fra tali pressioni:

Esperienza N.°	Pressione rispetto al primo distributore		Rapporto fra le due pressioni	Osservazioni
	davanti	dietro		
1	10.1	6.03	0.6	Surriscaldamento insignific.te
2	10.11	6.32	0.63	» »
3	9.03	5.59	0.62	» »
4	6.92	4.29	0.62	» »
5	5.47	3.44	0.63	» »
6	3.07	1.84	0.63	» »
7	1.22	0.652	0.535	» »
8	0.747	0.383	0.52	» »
9	7.96	4.76	0.59	Vapore surriscaldato di 11°.7
10	7.96	4.95	0.62	Surriscaldamento insignific.te
11	7.96	4.95	0.62	» »
12	9.41	5.93	0.63	» »
13	9.48	6.—	0.63	» »
14	9.72	6.23	0.64	Vapore surriscaldato di 39°
15	9.72	6.212	0.64	» » » 41°
16	9.80	6.28	0.64	» » » 38°
17	9.43	6.15	0.648	» » » 45°

Se dunque si eccettuano le esperienze 7ª ed 8ª, in tutte le altre la pressione misurata dal manometro nella camera dove girava la prima ruota era superiore e sensibilmente, a quella che secondo la teoria, confermata dall'esperienza, si dovrebbe formare nella bocca di efflusso del primo distributore.

Nelle esperienze n. 7 ed 8 tale pressione è invece minore.

Non sappiamo in quale posizione fosse applicato esattamente il manometro che ha servito a rilevare la pressione dopo il primo distributore, rispetto a questo; è molto probabile però che la mediana del foro, cui esso era applicato, si trovasse nel piano mediano della prima ruota mobile: se in corrispondenza o meno ad una delle bocche distributrici non possiamo dedurlo.

Questo premesso, osservando che nelle esperienze n. 7 ed 8, nelle quali il rapporto fra le due pressioni è minimo, si hanno anche i valori minimi nella pressione iniziale siamo indotti ad ammettere o che l'espansione adiabata del vapore in quelle condizioni avvenga secondo una curva:

$$p\, v^{\delta} = \text{costante}$$

con un valore dell'esponente δ minore di 1.135 o che il vapore si espanda entro la ruota mobile.

Per le altre esperienze si può ammettere invece che il numero totale delle ruote, che formano la turbina, supera di un'unità quello necessario affinchè le pressioni si distribuiscano come abbiamo indicato a pag. 216 (abbiamo visto infatti che basterebbero 10 ruote con un salto di pressione da 12 a 0.05 Kg. per cm.^{2}) e quindi le pressioni di scarico dei vari distributori sono sempre superiori a quelle che si formerebbero nel caso ora accennato.

Ne consegue che le velocità di afflusso sono minori di 400 metri e quindi perfettamente in relazione col valore della velocità periferica.

I risultati delle esperienze n. 9, 10 e 11, confermano quanto si è già esposto alle pag. 223 e 224 relativamente alla costanza del consumo di vapore quando la velocità della turbina è minore o di poco superiore alla normale.

§ 6. — *Osservazioni sulla turbina Zoelly*. Per tale turbina non abbiamo evidentemente che a ripetere quanto si è già esposto per la Rateau della quale però rappresenta un perfezionamento per la maggiore velocità alla quale sono fatte girar tutte le ruote, velocità permessa dal sistema di attacco delle pale. Tale attacco

costruttivamente molto razionale se non nuovo, così com'è nella turbina costruita non facilita certo il ricambio di qualche pala ammesso che, per un qualsiasi incidente, esso si renda necessario. Osserviamo che la distanza periferica fra le pale è un po' forte: diminuendola se la costruzione permette di farlo, si aumenterà il rendimento delle varie ruote, specialmente di quelle del gruppo ad alta pressione e tale aumento sarà anche maggiore se si terrà conto delle variazioni dei diagrammi d'ingresso del vapore nelle ruote mobili.

Ad ogni modo sopra un'unità così isolata non si può dare un giudizio definitivo, la costruzione di altre unità, il loro continuo funzionamento, potranno suggerire delle varianti, mostrare gli inconvenienti eventuali della costruzione attuale che si presenta con un rendimento piuttosto basso e non è impossibile che il numero delle ruote debba essere aumentato come appunto si è dovuto fare per la turbina Rateau.

§ 7. — *L'utilizzazione dell'anidride solforosa nelle turbine.* Abbiamo posto qui questo paragrafo che avrebbe potuto trovar posto nella seconda parte perchè, da informazioni particolari, sappiamo che è appunto dal sindacato costituitosi per *lanciare* la turbina Zoelly che si pensa a tale utilizzazione.

L'utilizzazione dell'anidride solforosa o meglio della proprietà di questa sostanza, che è liquida alla pressione di due atmosfere ed alla temperatura ordinaria, di evaporare facilmente a bassa temperatura non è nuova. Già fin dal 1901 il prof. Josse ha eseguito nel politecnico di Charlottenburg delle esperienze sopra un motore a stantuffo compound a tre cilindri (diametri 340, 530 e 300 mm.).

Il vapore che si scaricava dal secondo cilindro arrivava in un condensatore a superficie nel quale il liquido raffreddante era appunto dell'anidride solforosa liquida. Le calorie cedute dal vapore che si condensava evaporavano l'anidride solforosa che andava ad agire nel terzo cilindro il quale pur avendo eguale corsa (500 mm.) dei due altri, agiva sopra un albero che faceva 77 giri anzichè 41.5 come quello comandato dai due cilindri a vapore. Questa disposizione aveva lo scopo di permettere una esatta valutazione del lavoro sviluppato dal terzo cilindro.

L'anidride solforosa che si scaricava dal terzo cilindro era ricondensata in un condensatore a superficie con dell'acqua, e ricondotta al primo evaporatore.

La macchina a vapore d'acqua nelle esperienze fatte ha dato 34 HP indicati consumando 8.6 Kg. di vapore per HPi-ora; la motrice ad anidride solforosa ha dato 19 cavalli: il consumo di vapore si è ridotto così a Kg. 5.51 per cavallo indicato e per ora.

Il vantaggio è dunque evidente (*) e nulla impedisce che questo gas possa agire in una turbina: quando si saranno eseguite delle esperienze per determinare con esattezza la velocità effettiva di efflusso di questo gas e si saprà costruttivamente assicurare una tenuta agli organi della turbina che impedisca assolutamente a questo energico riduttore, di sfuggire nell'ambiente, vedremo di fianco alle turbine a vapore d'acqua od a gas quelle ad anidride solforosa.

(*) Vedere la nota in fondo al presente volume.

CAPITOLO XXV

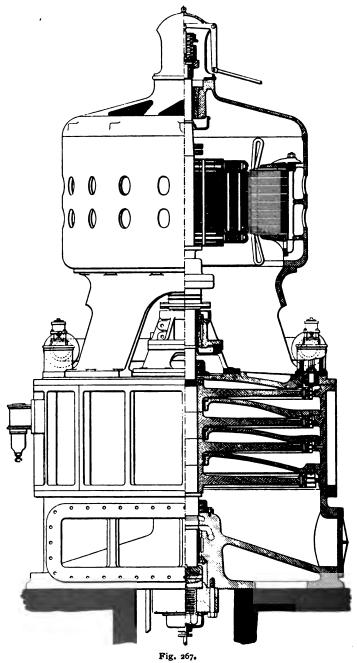
La turbina A. E. G. a ruote multiple

(Brevetti Curtis e Riedler-Stumpf).

§ 1. — *Caratteri generali della turbina Curtis.* La turbina Curtis è una turbina forse ad azione che utilizza il salto totale di pressione del vapore suddividendolo in un numero minimo di due e non maggiore di quattro salti minori, ciascuno utilizzato per azione, ma con ruote che girano ad una velocità relativamente bassa, in modo che ogni gruppo comprende due o tre ruote in serie destinate a utilizzare completamente la forza viva del vapore che si espande solo nel primo distributore del gruppo. Il numero dei gruppi e quello delle ruote di ogni gruppo dipendono, per uno stesso salto di pressione, dalla potenza della turbina, dalla velocità periferica delle ruote.

Evidentemente niente di nuovo nel concetto: le novità sono invece nei particolari costruttivi della turbina, che ha le pale lavorate alla fresa, in settori massicci di un metallo speciale che vengono poi riportati sui dischi che formano le ruote, e l'asse verticale. L'insieme originale di una turbina e del relativo alternatore si vede nella figura 267 che rappresenta la vista esterna e la sezione di un gruppo da 1500 KW.

§ 2. — *Distributori e ruote mobili.* Le figure 268 e 269 rappresentano rispettivamente la sezione fatta, ai canali dei distributori o delle ruote mobili dei due gruppi che formano la turbina di 500 KW, con una superficie cilindrica conassica alla turbina. Con *r* sono indicate le varie ruote, con *d* i distributori intermedi. La figura 270 mostra invece, in scala circa metà, la

Fig. 267.

sezione di uno dei gruppi fatta con un piano passante per l'asse della turbina.

Il vapore si espande nel primo distributore d_1 a sezione rettangolare, fino ad una pressione che dipende dal rapporto fra la sezione finale massima e la minima dei suoi canali, agisce sulla prima ruota e si scarica da questa ancora con una velocità assoluta ele-

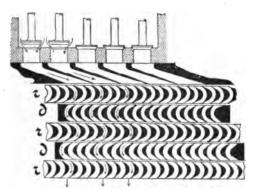
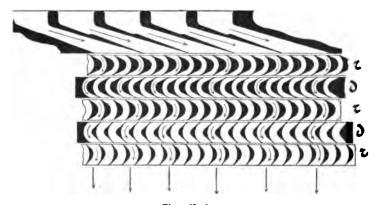



Fig. 268-269.

vata in un distributore d_2 che piega il getto di vapore ad agire sopra una seconda ruota e così via.

Nelle piccole unità si hanno due soli gruppi, il salto totale di pressione è diviso in due soli salti minori: nel primo distributore del primo gruppo il vapore si espande fino alla pressione atmosferica, nel primo del secondo gruppo da questa a quella del condensatore. Si ha cioè un gruppo ad alta ed uno a bassa pressione.

Nelle unità di potenza superiore ai 500 KW il numero dei salti minori aumenta ed è di quattro per le unità di 1500 KW probabilmente di tre per quelle intermedie.

Fig. 270.

Il primo distributore di ogni gruppo ha quindi i canali che si allargano verso lo scarico, come avviene dell'ugello De Laval, ed il rapporto fra le due sezioni estreme è massimo nelle turbine che hanno due soli gruppi di ruote e quindi un salto di pressione per ogni ugello sensibile, è minimo nelle turbine con quattro gruppi di ruote.

Però il valore massimo di tale rapporto non supera mai il numero quattro: ne consegue che anche nelle piccole unità la lunghezza del canale distributore è relativamente piccola, si hanno piccole perdite per attrito ed i filetti di vapore arrivano sulla ruota discretamente paralleli.

Man mano che aumenta la potenza del gruppo ed il numero dei salti minori quel rapporto diminuisce fino al valore di circa 1.5 ed allora si possono tenere parallele le faccie dei canali distributori, sezionate nelle figure 268 e 269, riportando la divergenza completamente sulle faccie sezionate nella fig. 270.

Per i primi distributori di ogni gruppo si ha in generale:

$$\alpha = 20^0$$

I canali delle ruote mobili e dei distributori o deviatori interposti hanno una larghezza costante nella sezione delle figure 268 e 269, che varia invece, per tenere conto delle perdite e della diminuzione di velocità del vapore, nella sezione della figura 270.

Abbiamo per ogni ruota:

$$\beta = \gamma$$

e per ogni distributore intermedio:

$$\delta = \alpha$$

ma, come si vede dalle figure 268 e 269, i valori di β o γ vanno aumentando da una ruota alla successiva e quelli di α o δ da un deviatore al successivo.

Tali condizioni imposte le prime da comodità costruttive, le seconde conseguenti alle prime, permettono un graduale allargamento della sezione di passaggio del vapore verso lo scarico senza aumentare molto la dimensione radiale delle pale.

In tal modo riesce molto facile la fresatura dei canali, sia delle ruote che dei distributori, da un settore massiccio di metallo; mano mano che aumenta la profondità dei canali, aumenta anche il diametro della fresa che deve incavarli.

I distributori ed i deviatori non occupano che una frazione della corona di pale della ruota, il cui valore aumenta con la potenza della turbina, e sono divisi, nelle piccole unità in due gruppi, nelle unità con tre o quattro serie di ruote in un numero maggiore; i vari gruppi sono disposti simmetricamente rispetto alla ruota.

La posizione dei deviatori *d* rispetto ai precedenti o al primo distributore ha una importanza notevole e va scelta in modo da avere il primo canale a sinistra (fig. 268 e 269) sempre riempito dal vapore che si scarica dalla ruota superiore.

Le pale delle ruote e dei deviatori sono formate da una lega speciale della quale è naturalmente segreta la composizione.

La dimensione radiale delle pale della prima ruota del primo gruppo per l'unità di 500 KW è di 20 mm. l'altezza delle pale è di circa 25 mm.

Nelle pale della prima ruota del secondo gruppo la dimensione radiale è 25 mm.

Il diametro medio delle ruote nell'unità di 500 KW è di m. 1.30, in quella di 1500 è di m. 2.30.

Ognuna delle tre ruote del primo gruppo dell'unità di 500 KW ha 280 pale; quelle del secondo ne hanno ciascuna 185.

Le ruote della turbina da 1500 KW hanno ciascuna due corone di 576 pale.

Il sistema di attacco delle pale sui dischi in acciaio torniti che formano le ruote dipende dal numero di corone di queste.

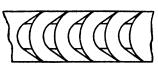



Fig. 271.

Le ruote delle unità piccole hanno una sola corona e le pale erano dapprima fresate senz' altro nel disco di acciaio come indica la figura 270, indi tornite alla periferia in modo da lasciare un risalto sulle pale, come indica la figura 271, che viene ridotto a sezione rettangolare. Ogni sporgenza penetra nel corrispondente foro praticato in un nastro di acciaio come indica la figura 270 ed è leggermente ribadita.

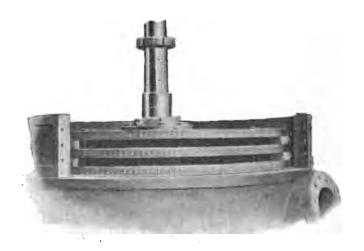



Fig. 272.

La figura 272, che rappresenta il gruppo inferiore di ruote di una turbina di 500 KW in montatura, spiega chiaramente come la fasciatura sopra accennata è eseguita.

Per ruote di grande diametro però non è molto comodo

fresare in un disco di acciaio 500 o 600 canali e d'altra parte poichè un disco può benissimo portare due corone di pale così queste vengono lavorate in tanti settori riportati poi con viti sul disco stesso.

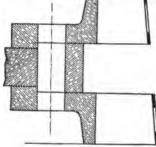



Fig. 273.

Fig. 274.

La figura 273 mostra appunto due di tali settori pronti per la montatura: l'attacco è fatto in modo (fig. 274) da interessare il disco a resistere all'azione di strappo dovuta alla forza centrifuga: le viti lavorano solo per tensione.

La figura 275 rappresenta la vista prospettica di una ruota a due corone di una turbina di 1500-2000 KW.

Pare, però che per le piccole unità la fresatura delle pale dal disco di acciaio non fosse praticamente conveniente ed infatti da qualche tempo si hanno numerosi brevetti intesi a proteggere attacchi più o meno razionali di corone di pale ai dischi. La figura 276 rappresenta uno degli ultimi sistemi di attacco brevettati: la parte girante è formata da un tamburo sulla cui periferia esterna sono lavorati al tornio tanti canali quante sono le corone di pale da riportare; in ognuno di essi trovano sede i pezzi delle corone muniti ciascuno di 20 pale circa, lavorate alla fresa, che vengono fissati con viti alla parete cilindrica del tamburo.

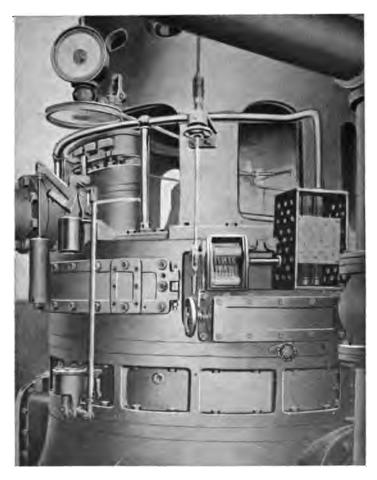
La figura 277 rappresenta invece la vista prospettica di uno dei distributori del primo gruppo di una turbina della potenza di circa 1000 KW; la figura 278 la vista prospettica di due gruppi di canali deviatori. La costruzione delle loro pale è analoga a quella delle pale delle ruote mobili.

§ 3. — *La regolazione della turbina Curtis.* La diminuzione del lavoro motore si ottiene nelle turbine Curtis chiudendo successivamente e completamente le luci del primo distributore (figure 267 e 268) incominciando dalla seconda a destra. L'area di ingresso della prima varia invece più o meno a seconda del carico come diremo ora.

Fig. 275.

Tutte le aree, meno una, di ingresso nei canali distributori del primo gruppo possono quindi essere chiuse da una valvola il cui comando si effettua con un piccolo servomotore a vapore, formato da un cilindro nel quale si muove uno stantuffo al cui stelo è collegata la valvola. L'ammissione del vapore è regolata da un piccolo cassetto di distribuzione comandato da una elettrocalamita.

Il regolatore montato sul prolungamento dell'asse della tur-

Tav. XVII.

Insieme degli organi regolatori di una turbina Curtis da 500 KW.

bina (fig. 279 e 280) comanda direttamente, a mezzo di leve e tiranti, il tamburo mobile di un *controller* che, a seconda della posizione del regolatore, stabilisce il numero di contatti necessario per inviare la corrente elettrica nelle spirali dei solenoidi cui corrispondono i distributori dei servomotori che devono chiudere le valvole di ammissione. Nel contempo, a mezzo di un reostato, si varia la corrente di un solenoide che comanda la posizione di una valvola di strozzamento posta sopra il primo canale distributore. Questo perchè è poco frequente il caso in cui il carico sull'asse della turbina varii in modo da richiedere la completa chiusura di un certo numero di luci.

Fig. 276.

La figura 281 mostra la vista prospettiva di uno dei gruppi comprendente i solenoidi ed i cilindri servomotori; la Tav. XVII mostra il complesso di tutti gli organi regolatori, escluso il regolatore, dell'unità da 500 KW. Si vedono a destra il *controller* ed il reostato, a sinistra la disposizione di sicurezza per il caso che il regolatore normale non funzionasse a dovere. Sull'asse della turbina, fra questa

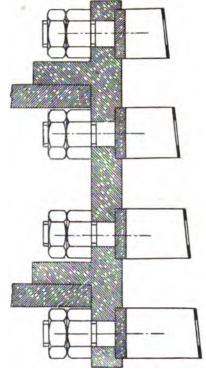



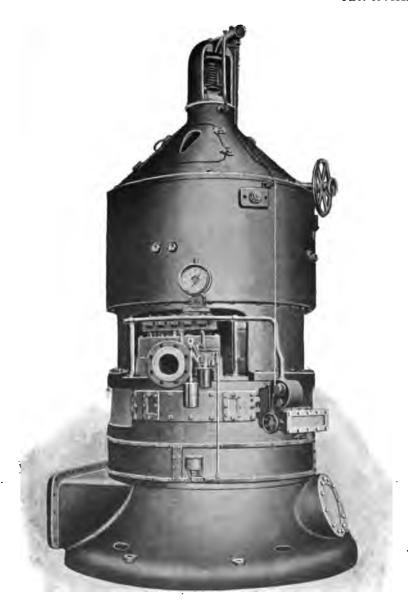
Fig. 277.

e il generatore elettrico, è montato un ordinario regolatore di massima il quale agisce, quando la velocità della turbina supera del 15 °/₀ la normale, disinnestando le leve indicate

Fig. 278.

nella figura 281 e nella Tav. XVII. Il contrappeso provoca allora l'apertura di una valvola che manda vapore ai servo-

Fig. 279. — Regolatore di una turbina Curtis da 500 KW.

motori, facendo chiudere tutte le luci distributrici, e apre una valvola d'aria che diminuisce istantaneamente il vuoto del condensatore: l'aria che entra aumenta la resistenza relativa al movimento della parte girante della turbina.

Turbo-dinamo Curtis da 500 KW.

Il grado di irregolarità del regolatore è del 2 %, lo scarto massimo di velocità concesso del 4 %.

Nella figura 280 si vede anche la disposizione per la messa

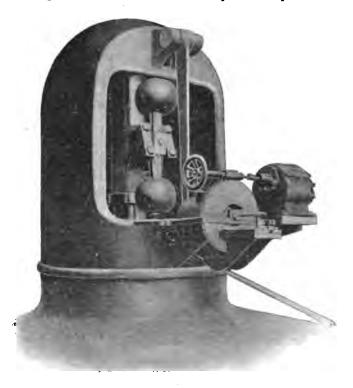



Fig. 280. — Regolatore di una turbina Curtis da 5000 KW.

in parallelo del gruppo: il motore elettrico è comandato dal quadro.

Il sistema di regolazione ora descritto, che parzializza la turbina man mano che diminuisce il carico è certamente fra i migliori purchè si abbia un solo gruppo di ruote.

Nella turbina Curtis troviamo invece anche quattro gruppi di ruote e, affinchè il sistema sopra accennato desse dei buonissimi risultati, sarebbe necessario che, assieme alla chiusura delle bocche del distributore del primo gruppo, si effettuasse anche quella delle bocche corrispondenti nei gruppi successivi.

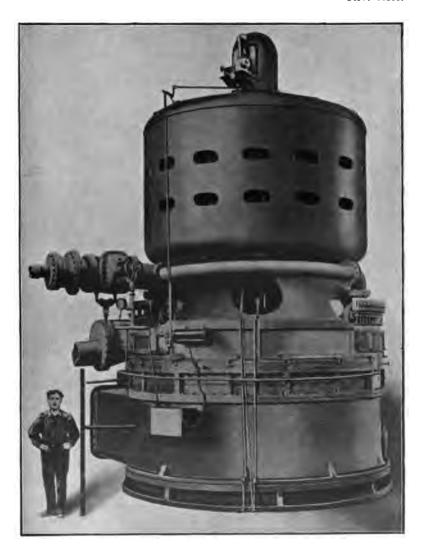
Non crediamo che nelle turbine Curtis si eseguisca tale chiusura: è ovvio allora che solo il primo gruppo di ruote lavora in buone condizioni, quando il carico è minore del massimo, giacchè nella sezione minima del primo distributore del secondo gruppo di ruote deve formarsi una pressione tale che il vapore, per l'aumentato valore del volume specifico, debba riempire tutte le bocche distributrici.

Fig. 281.

Fra il primo ed il secondo gruppo o probabilmente all'uscita dall'ultima ruota del primo, il vapore deve espandersi e tanto maggiormente quanto più piccolo è il carico della turbina.

§ 4. — *L'insieme della turbina — particolari costruttivi.* La turbina Curtis nel suo complesso presenta forme eleganti come può vedersi dalla figura 267 e dalle Tav. XVIII e XIX e costruttivamente è studiata come sanno gli americani.

L'asse verticale è in due pezzi e poggia sopra un sopporto di base destinato a portare tutto il peso della parte girante. La figura 282 mostra in sezione e pianta tale sopporto, la figura 283 una vista prospettica dello stesso, la figura 284 delle pilette.

La lubrificazione di questo sopporto avviene forzatamente; l'olio arriva al centro delle pilette ed esce lungo la superficie di contatto di queste, lasciando interposto un velo dello spessore di $^1/_{10}$ di millimetro. La pressione necessaria varia col peso della parte girante e con l'area della superficie di contatto: nella tur-

Tubo-alternatore Curtis da 5000 KW.

bina di 1500 KW (fig. 267) è di circa 25 Kg. per $cm.^2$ e il volume d'olio che attraversa il sopporto ad ogni minuto primo è di circa 9 litri. La pompa che fa circolare l'olio nel sopporto di base provoca la circolazione anche nei due collari di guida posti uno immediatamente sopra la turbina prima del giunto, l'altro sopra l'alternatore.

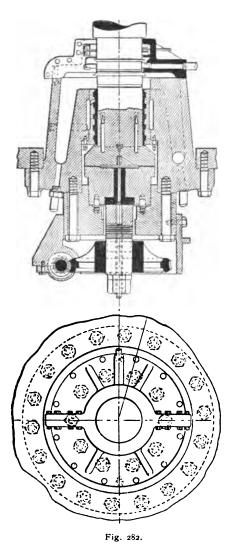



Fig. 282.

L'albero è in due pezzi per facilitare la montatura delle ruote mobili; i deviatori vengono fissati al corpo cilindrico che abbraccia le ruote e la loro posizione è registrabile mediante viti dall'esterno. Il corpo cilindrico fisso è almeno in tre pezzi ed appoggia sulla camera che comunica immediatamente col condensatore.

I primi distributori dei gruppi intermedi sono fissati in dischi centrati dal corpo cilindrico esterno (fig. 267) e attraversati, con intervallo minimo, dal mozzo delle varie ruote.

Il generatore elettrico è montato sopra la turbina, la sua parte fissa funziona da camino: l'aria entra in basso ed esce dai fori laterali dello ***stator***.

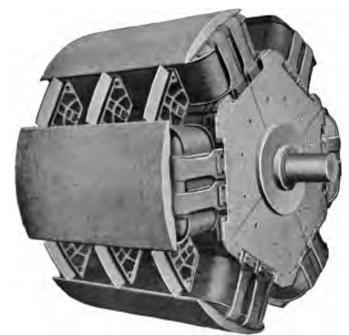
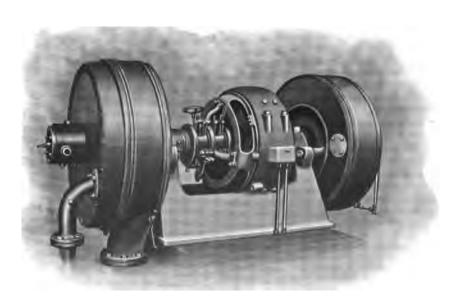
Le Tav. XVIII e XIX rappresentano rispettivamente un

Fig. 283.

gruppo di 500 ed uno di 5000 KW, la Tav. XX il *rotor* dell'al-

Fig. 284.

ternatore relativo a quest'ultimo, e l'abbiamo riprodotto persuasi che la sua costruzione possa interessare i nostri elettricisti.

Dalla fusione dei brevetti Curtis e Riedler-Stumpf sono risultate delle turbine ad asse orizzontale tipo A. E. G. con ruote

Rotor dell'alternatore da 5000 KW
accoppiato alla turbina Curtis.

Turbo-dinamo A. E. G.

Curtis e formate da due gruppi alta e bassa pressione, che stanno lateralmente ed in sbalzo all'alternatore.

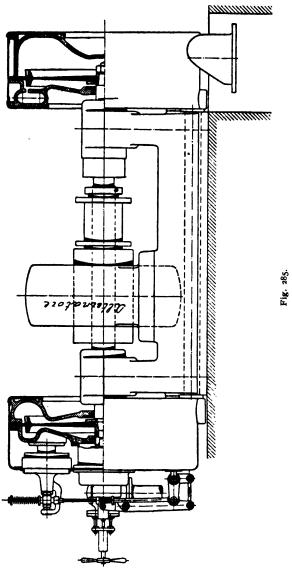



Fig. 285.

La figura 285 indica una sezione schematica di una turbina di questo tipo, la Tav. XX una vista prospettiva di una unità di circa 1000 KW.

La turbina Curtis si costruisce anche per unità molto pic-

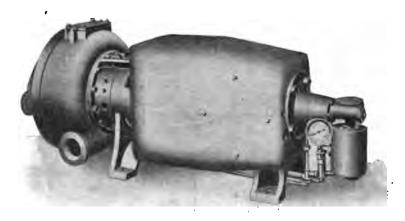



Fig. 286. — Turbina Curtis da 15 KW.

cole: le figure 286 e 287 mostrano prospettivamente due unità

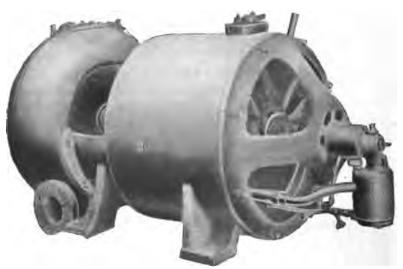



Fig. 287. — Turbina Curtis da 25 KW.

Curtis rispettivamente di 15 e 25 KW accoppiate con dinamo a corrente continua.

Per il caso in cui la turbina Curtis ad asse verticale dovesse funzionare senza condensazione la turbina è munita di un tubo di scarico dopo il gruppo nel quale il vapore si espande fino alla pressione atmosferica.

§ 5. — *Risultati sperimentali — consumo di vapore.* Della turbina Curtis non conosciamo che i risultati di esperienze eseguite su una delle tre unità da 500 KW installate nella centrale di Newport. Esse utilizzano vapore alla pressione iniziale di circa 10 Kg. per cm.^{2} ed il condensatore a superficie cui ciascuna è collegata assicura un vuoto superiore al 95 %. Il numero di giri normale della turbina è di 1845 al 1'.

La turbina venne sperimentata con vapore saturo asciutto, surriscaldato con surriscaldamento variabile, e a diverse velocità.

Nella tabella seguente raccogliamo i risultati delle esperienze con vapore saturo e surriscaldato a temperatura pressochè costante:

Esperienza N.°	1	2	3	4
KW ai morsetti dell'alternatore	140	325	530	665
Surriscaldamento	—	—	—	—
Consumo di vapore per KW-ora Kg.	**12.6**	**9.75**	**9.—**	**9.1**
Surriscaldamento	79°	79°	84°	69°
Consumo per KW-ora Kg.	**10.7**	**8.5**	**8.1**	**8.2**

Nelle esperienze con surriscaldamento variabile si sono avuti i seguenti risultati:

Esperienza N.°	1	2	3
KW ai morsetti dell'alternatore	539.5	528.9	514.7
Surriscaldamento	8°	83°	160°
Consumo di vapore per KW-ora, Kg.	**8.9**	**8.05**	**7.25**

La variazione del consumo di vapore per KW che si è verificata variando la velocità della turbina, si rileva dalle seguenti cifre:

Giri al 1'	1000	1300	1600	1900
Consumo di vapore per KW-ora Kg.	**12.2**	**10.3**	**9.4**	**8.9**

Vennero eseguite anche delle prove di consumo di carbone per KW. I risultati delle stesse sono raccolti nel seguente specchietto:

Durata dell'esperienza, ore	12	15
Vapore saturo asciutto consumato dalla turbina Kg. per ora	3950	2560
KW ai morsetti dell'alternatore	406.4	234.7
KW per l'eccitazione e servizi accessori	14.9	18.5
Totale KW	421.3	253.2
Vapore saturo per KW-ora, Kg.	**9.4**	**10.1**
Carbone netto per KW, Kg.	**1.21**	**1.15**

Le cifre di consumo sono, come vedesi, un po' più elevate di quelle riportate in generale dalla pubblicazione del sig. R. Emmet, e che si riferiscono ad esperienze eseguite nella sala prove della General Electric Company, ma rammentiamo che in quest'ultime il vuoto nel condensatore era del 97 %.

§ 6. — *Osservazioni sulle turbine Curtis e A. E. G. — Rendimenti teorici.* L'idea di costruire la turbina ad asse verticale, per l'economia di spazio che ne consegue, è certamente buona e crediamo che essa presenti anche qualche vantaggio meccanico giacchè sono completamente evitate le inflessioni, sia pure minime, dell'asse, dovute al peso della parte girante.

Distributori e ruote mobili sono facilmente ispezionabili ma non così facilmente smontabili: la smontatura di una ruota richiede quella dell'alternatore; nelle turbine ad asse orizzontale la smontatura del generatore elettrico si può sempre evitare.

La fresatura dei canali delle ruote mobili e dei deviatori ha certamente dei vantaggi meccanici come l'equilibratura facile dei dischi giranti; ma ha anche, in questo caso degli inconvenienti. Le pale delle prime ruote di ogni gruppo hanno uno spessore molto forte e quindi, necessariamente, l'angolo β che risulta dal triangolo delle velocità all'entrata deve corrispondere alla superficie convessa della pala e si ha quindi urto sulla parte concava di questa. Tale urto è però meno dannoso che non se esso avvenisse sulla superficie convessa.

Non sappiamo come siano studiati gli angoli nelle turbine Curtis costruite dalla General Electric Company, ma, se si dà importanza ad alcuni brevetti presi ultimamente, sembrerebbe che tale questione non sia ben risolta; infatti si sono brevettate una forma di pala smussata, come quella indicata dalla figura 288, ed altre forme con incavature eseguite con la fresa al posto dello smusso, asserendo che questa disposizione porta dei vantaggi sul consumo di vapore e quindi sul rendimento della turbina.

Fig. 288.

Noi crediamo che tale variante porti effettivamente un vantaggio, se l'urto avviene sulla superficie convessa delle pale, ma non rappresenta che un inutile aumento nella lavorazione, se le pale sono così costruite che l'urto avvenga solo sulla superficie concava di esse.

L'attacco dei pezzi che portano le pale sui dischi di acciaio è fatto a nostro avviso senza troppo preoccuparsi del rendimento organico delle ruote che è già molto elevato, ma che lo sarebbe ancor più senza la presenza delle nervature che si vedono nelle figure 273 e 275 e che noi non abbiamo segnato nella fig. 274.

Sembrerebbe che il rendimento relativo di tali turbine dovesse essere basso: se infatti si accettano, per le perdite entro i distributori e le ruote le cifre date per le turbine De Laval si arriva a dei rendimenti relativi del 40 %. Nel fatto le perdite entro i distributori, le ruote ed i deviatori delle turbine Curtis non sono così elevate come si crede: la turbina è calcolata affinchè il vapore vi agisca per azione, nel fatto, e confermiamo il dubbio espresso nel primo periodo del § 1, crediamo vi sia un po' di reazione e che la turbina sia parziale, a reazione, con grado di reazione minimo; altrimenti non si spiegherebbero nè il buon rendimento, nè le preoccupazioni che i costruttori hanno avuto per impedire fughe di vapore fra il primo distributore e la prima ruota, fra le ruote ed i relativi deviatori.

Con l'altezza di pala adottata di 25 mm. è probabile in primo luogo che il vapore aumenti di pressione entro i canali delle ruote e dei deviatori (fig. 75 a pag. 80) e si riespanda al-

l'uscita da essi; secondariamente, data la sezione assiale (figura 270) dei canali stessi, è probabile che la pressione del vapore all'uscita dall'ultima ruota di un gruppo sia minore di quella che si ha nella bocca di efflusso del primo distributore.

Per l'esperienza n. 3 con vapore saturo asciutto, il rendimento calcolato complessivo che risulta sarebbe del 54 % circa, cui corrisponderebbe un rendimento della turbina del 0.58 circa. Esso corrisponde anche, press'a poco s'intende, al valore teorico che si può calcolare, per l'unità da 500 KW, come segue.

La turbina comprende due gruppi e supporremo che il lavoro sviluppato sia identico per i due: il calcolo che facciamo per il gruppo ad alta pressione, vale quindi anche per quello a bassa.

Con un salto di pressione da 11 Kg. (assoluti) a 0.04 come nelle esperienze sopra citate possiamo contare di avere il valore teorico della velocità di uscita del vapore dal primo distributore di:

$$930 \text{ metri}$$

ed un valore effettivo, ammessa una perdita anche del 6.5 % di:

$$c = 900 \text{ metri};$$

ponendo:

$$\alpha = 18^\circ$$

e:

$$v_1 = 120 \text{ metri}$$

e supponendo

$$w_2 = 0.9\, w_1$$

abbiamo per la prima ruota:

$$\begin{aligned} w_1 &= \text{metri } 787.5 \\ w_2 &= \quad \text{»} \quad 708.75 \\ \beta &= \gamma = 21^\circ \\ u &= \text{metri } 600 \end{aligned}$$

Per il primo deviatore abbiamo:

$$\delta = \alpha = 25^\circ$$
$$c = \text{metri } 540$$

e quindi per la seconda ruota:

$$w_1 = \text{metri } 435$$
$$w_2 = \text{»} \quad 391.50$$
$$\beta = \gamma = 32^\circ$$
$$u = \text{metri } 305$$

Per il secondo deviatore abbiamo:

$$\delta = \alpha = 43^\circ$$
$$c = \text{metri } 274.5$$

e quindi per la terza ruota:

$$w_1 = \text{metri } 210$$
$$w_2 = \text{»} \quad 189$$
$$\beta = \gamma = 64^\circ$$
$$u = \text{metri } 170$$

Quindi mentre per il salto di pressione disponibile nel primo gruppo si possono utilizzare, per ogni Kg. di vapore circa:

44000 Kgm.

si perdono:

nel primo distributore	Kgm.	2800	ossia	il	6.5 %	circa
nella prima ruota (*) .	»	6000	»	»	13.6 %	»
nel primo deviatore .	»	3490	»	l'	8.- %	»
nella seconda ruota .	»	1850	»	il	4.1 %	»
nel secondo deviatore	»	890	»	»	2 %	»
nella terza ruota . .	»	440	»	l'	1 %	»
allo scarico	»	1470	»	il	3.4 %	»
In totale	Kgm.	16940	»	»	38.6 %	»

(*) In tali perdite si suppongono comprese anche quelle dovute a disperdimenti di calore.

Ammettendo di perdere il 2 % per il vapore che agisce male sulle pale, dove finisce il gruppo di distributori e deviatori, si avrebbe per i due gruppi di ruote ad alta e bassa pressione un rendimento relativo del 59 % e quindi uno totale, ammesso del 96 % il rendimento organico della turbina, di circa il 55 %.

Abbiamo assegnato al rendimento organico un valore così elevato perchè nel fatto le ruote del gruppo ad alta pressione girano in un ambiente a pressione atmosferica, e quelle a bassa girano quasi nel vuoto.

Volendo aumentare il rendimento della turbina devesi necessariamente aumentare il numero dei gruppi: ed infatti è questa come si è veduto la soluzione adottata dalla General Electric Company per diminuire il consumo di vapore nelle grosse unità. È evidente però che al limite si arriva alla turbina Rateau.

Se supponiamo che in una turbina a quattro gruppi di ruote per ciascuno di questi sia disponibile lo stesso lavoro di 22000 Kgm. e si abbia quindi una velocità teorica di uscita dal primo distributore di 657 metri al secondo, si ottengono con:

$$\alpha = 18^\circ$$
$$v_1 = 130 \text{ metri}$$

le seguenti cifre:

$$c = \text{metri } 630\ ;$$

per la prima ruota:

$$w_1 = \text{metri } 510$$
$$w_2 = \text{»} \quad 459$$
$$\beta = \gamma = 23^\circ;$$
$$u = \text{metri } 345$$

per il primo ed unico deviatore:

$$\delta = \alpha = 32^\circ$$
$$c = 310$$

e per la seconda ruota:

$$w_1 = \text{metri } 215$$
$$w_2 = \text{»} \quad 193.5$$
$$\beta = \gamma = 51^0$$
$$u = \text{metri } 150$$

e si perdono quindi:

nel primo distributore	Kgm.	1770
nella prima ruota.	»	2480
nel deviatore	»	1200
nella seconda ruota	»	450
allo scarico	»	1150
In tutto . . .	»	7050

ossia solamente il 32 %. Si può quindi prevedere per tale turbina un rendimento totale del 65 %.

Nelle turbine a ruote multiple costruite dalla A. E. G. il valore di v_1 è di circa 150 metri nelle unità di 150-200 KW e si hanno allora due gruppi di ruote ciascuno formato da un distributore, una ruota, un deviatore, una seconda ruota.

Nelle unità di maggiore potenza si ha $v_1 = 130$ metri circa e quattro gruppi; il salto totale di pressione è diviso cioè in quattro salti minori.

La turbina è ad asse orizzontale: la figura 285 rappresenta una sezione schematica di un'unità da 150 KW la Tav. XX la sua vista esterna.

Nelle unità potenti, ognuno dei due corpi laterali al generatore elettrico comprende due gruppi di ruote.

Ogni ruota o gruppo di ruote è montato a sbalzo sull'asse: si hanno così due soli sopporti, nessun giunto intermedio; l'economia di spazio che si realizza con tale disposizione è evidente e si ha inoltre il grande vantaggio di una facile smontatura dei vari organi della turbina.

Non crediamo che a parità di condizioni il rendimento della

turbina con ruote Riedler-Stumpf sia eguale a quello della Curtis.

Nelle prime il getto di vapore entro la ruota viene deviato di 180° ed è con molta approssimazione:

$$w_2 = 0.8\, w_1$$

Viceversa in tali turbine si può spingere il valore di v_1 ed è appunto quello che fanno i costruttori attualmente: anche per le unità grosse tengono elevato il numero de' giri e fanno girare le ruote di 1.60 di diametro a circa 200 metri di velocità periferica. In tal modo una turbina di 3000-4000 HP potrà avere due soli gruppi, di due ruote ciascuno, e girare a 2520 giri.

PARTE QUARTA

L'APPLICAZIONE DELLE TURBINE A VAPORE NELLA MARINA

CAPITOLO XXVI

Vantaggi e svantaggi delle turbine a vapore applicate alla propulsione delle navi.

§ 1. — *Peso e spazio occupato.* Nessuno mette oggi in dubbio la superiorità delle turbine a vapore rispetto alle motrici a stantuffo quando si considerino le due macchine in relazione allo spazio che esse occupano, al peso loro riferito al cavallo. A bordo delle navi il vantaggio dello spazio acquista una importanza grandissima, che facilmente si comprende da chi pensa al volume che occupano le enormi motrici a stantuffo delle navi moderne sia civili che da guerra, ed alla conseguente ristrettezza dello spazio destinato agli altri importanti servizi.

Dal punto di vista della diminuzione nel peso per cavallo effettivo portata dal motore a turbina i vantaggi non sono minori ne è qui il caso di enumerarne i motivi; ci limitiamo quindi ad esporre qualche cifra che valga a dare un'idea esatta della differenza che si ha con l'applicazione dei due tipi di motore.

Il peso totale delle macchine installate a bordo della *Turbinia,* la prima torpediniera costruita con motore a turbina Parsons, e comprendente caldaie (ed acqua relativa), turbine, condensatori a superficie, pompe d'aria e di circolazione, linee d'alberi, elici è di:

Kg. 22350

con un peso per cavallo di:

Kg. 14

Il cacciatorpediniere *Viper* costruito subito dopo aveva le turbine capaci di sviluppare 11000 cavalli (7 volte la potenza della *Turbinia*) con un peso totale del macchinario di:

Kg. 163368

con un peso per cavallo di circa:

Kg. 15

Ora è noto che nelle torpediniere munite di motrici a stantuffo a grande velocità il peso del macchinario riferito al cavallo indicato è in media di circa 20 Kg. e in casi eccezionalissimi scende sotto ai 17 (*).

Per le grosse navi la differenza è ancora più sensibile giacchè le motrici installatevi sono necessariamente lente: secondo il Parsons il peso delle macchine di un transatlantico con motori a turbina potrebbe essere la metà di quello che è, a pari potenza, con motrici a stantuffo.

Il macchinario della nave *King Edward* mosso con turbine sviluppa 3500 cavalli e pesa, escluse le caldaie 66000 Kg. ossia solo 19 Kg. per cavallo.

Ci preme inoltre far rilevare che i condensatori a superficie impiegati nelle motrici a turbina sono di dimensioni maggiori di quelli relativi alle motrici a stantuffo, allo scopo di ottenere in quelle un vuoto molto elevato e godere quindi dei vantaggi che vi sono annessi (v. Cap. XVI), e che conseguentemente sono maggiori le dimensioni delle pompe d'aria e di circolazione.

L'economia nello spazio occupato in pianta non è quindi molto grande ma è grandissima invece quella in altezza: le turbine richiedono al massimo un'altezza di tre metri di fronte ai quali stanno ad esempio i 15 metri delle motrici intallate nel *Kaiser Wilhelm II* e tutta la farraggine intricata di tubazioni relative a motrici lunghe anche 18 metri.

(*) A tale cifra è arrivato il costruttore francese Normand nella torpediniera *Forban*.

§ 2. — *Oscillazioni e vibrazioni.* È noto che le motrici a stantuffo, disposte sopra uno o più assi longitudinali dipendentemente dal numero degli assi motori, provocano, nel loro funzionamento, nel senso della lunghezza della nave e indipendentemente dal moto ondoso dell'acqua, per effetto delle masse a moto alternato che formano i loro manovellismi, delle oscillazioni e vibrazioni periodiche, che si cerca di eliminare in pratica, o almeno di neutralizzare in gran parte, sia combinando opportunamente la posizione relativa dei vari manovellismi calettati sullo stesso asse motore, sia bilanciando con dei contrappesi saggiamente distribuiti nei manovellismi le spinte di segno e grandezza variabile che questi provocano.

Il problema del bilanciamento delle motrici marine, già complicato nella sua teoria, diventa sommamente difficile nella pratica e si possono enumerare moltissimi brevetti intesi appunto a proteggere delle disposizioni atte ad annullare la forza e la coppia che causano le oscillazioni in discorso, sia apparecchi che servono a determinare in pratica gli angoli di calettatura e i pesi che le annullano. Rammentiamo ad esempio l'anello di Schlick la cui teoria venne, non è molto, esposta con la consueta chiarezza dal prof. Föppl (*).

Le turbine a vapore rendono in breve tempo inutile il corredo di studi e di ricerche sopra accennato: esse non danno luogo nè a forze nè a coppie che facciano vibrare il trave elastico formato dalla nave, hanno un movimento rotatorio perfettamente uniforme e certamente questo è un altro dei vantaggi che l'applicazione dei motori a turbina nelle navi presenta rispetto a quella della motrice di Watt.

§ 3. — *Velocità.* Una delle prime difficoltà che presenta l'impiego delle turbine come mezzo motore sulle navi è dovuta alla velocità angolare di massimo rendimento delle turbine stesse che è molto superiore ai valori massimi ottenuti in pratica con motrici a stantuffo. Nelle piccole navi infatti e nelle più veloci

---

(*) A. Föppl, *Die Theorie des Schlickschen Schiffskreisels.* Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure. 1904, pag. 478.

(torpediniere, controtorpediniere) i giri dell'albero porta elica non superano in generale il 400: tale cifra si abbassa gradatamente mano mano che aumenta il tonnellaggio della nave per arrivare a 60-80 nei grandi vapori, 100-150 nelle grandi navi da guerra. A tali cifre le turbine a vapore non potranno evidentemente arrivare che sacrificando tutti i vantaggi che esse presentano sulle motrici a stantuffo, riducendo insieme il loro rendimento, ed elevando quindi il consumo di vapore per cavallo e per ora a delle cifre disastrose con le quali nessuno penserebbe di applicare simili motori.

L'idea di ridurre in pratica la velocità della turbina con mezzi meccanici, allo scopo di arrivare ai giri delle elici normali, crediamo non abbia mai attraversato la mente dei tecnici, giacchè, a parte le complicazioni e le difficoltà meccaniche che ne nascerebbero, si avrebbero delle perdite di lavoro sensibili e si aumenterebbero le probabilità, già non poche a bordo di una nave, di guasti e interruzioni nel funzionamento.

Accettate quindi le velocità angolari delle turbine per il comando diretto dell'albero porta elici, un altro problema si presentava: lo studio di una forma di elice che potesse funzionare al massimo rendimento a quelle velocità. Le elici, come tutte le macchine motrici ed operatrici a moto rotatorio, hanno una curva di rendimento caratteristica, che si ottiene prendendo su due assi ortogonali come ascisse i giri dell'elice e come ordinate i rendimenti relativi di questa. Esiste per ogni elica una velocità, corrispondente a quella limite delle turbine, alla quale l'influenza della forza centrifuga è tale che tutto il lavoro somministrato all'elice è speso nel mantenere l'acqua fuori dello spazio corrispondente al solido di rivoluzione che si genera nella rotazione dell'elice e produrre cioè il fenomeno chiamato dal Froude, che per primo, con esperienze ingegnosissime, ne dimostrò l'esistenza, *cavitazione*.

La curva ha un massimo corrispondente ad una velocità che diremo di massimo rendimento e devesi praticamente accoppiare le elici a mezzo del loro asse con le turbine in modo che le due velocità di massimo rendimento coincidano e corrispondano a quella che sarà la velocità normale della nave. Di più le elici

non devono avere velocità periferiche che possano compromettere la loro resistenza meccanica e quindi, a parità di giri, converrà tenerne piccolo il diametro.

Ora è notorio che il diametro esterno di un'elice è proporzionale direttamente alla radice quadrata del lavoro che essa deve sviluppare ed inversamente al cubo della radice quadrata del prodotto del passo dell'elica per i giri che essa compie al minuto primo; mentre la velocità della nave è proporzionale al prodotto del passo per i giri dell'elice. I giri sono stabiliti entro certi limiti dalla turbina, quindi per avere un passo elevato e un diametro piccolo, occorre che sia elevata la velocità della nave e, a parità di condizioni, superiore ai valori della pratica odierna.

Necessariamente la velocità più elevata importa un maggiore lavoro motore (questo è proporzionale al cubo della velocità della nave) il quale devesi quindi ripartire fra vari alberi porta eliche e fra varie eliche allo scopo di averne piccolo il diametro ed un rapporto fra questo ed il passo nei limiti ordinari necessari per il buon rendimento.

Così ad esempio le elici del cacciatorpediniere *Viper* in numero di 8 montate a due a due su quattro assi motori avevano il diametro esterno di un metro ed un passo medio di m. 1.37. A 1050 giri, sviluppando ciascuna circa 1400 cavalli, hanno dato alla nave la velocità di 37 nodi, 68 Km. all'ora!

Ed infatti applicando le note formole calcolando il coefficiente di regresso dell'elice che risulta di 0.21 circa si ottiene il passo:

$$(*)\ p = \frac{37.5 \times 37}{1050} = 1.37 \text{ circa.}$$

ed il diametro esterno dell'elice:

$$d = 1400 \sqrt{\frac{1400}{(1050 \times 1.32)^3}} = 1 \text{ metro circa.}$$

(*) Il coefficiente 37.5 è ottenuto moltiplicando il coefficiente costante 30.84 per il coefficiente di regresso aumentato dell'unità.

Con tali dimensioni si ha una velocità periferica dell'elice di 55 metri.

Sembra però che delle elici in tali condizioni non abbiano i rendimenti elevati delle altre e che conseguentemente il rendimento complessivo dell'insieme formato dalle elici e dalle turbine sia inferiore a quello che si ha con elici più lente azionate da macchine a stantuffo.

Se dunque per dare alle navi delle velocità forti si deve necessariamente ricorrere alle turbine a vapore sacrificando in parte il rendimento, è ovvio che per navi a piccola velocità e di tonnellaggio non forte il loro impiego per ora è molto problematico se non da escludere.

Il prof. Rateau crede che al disotto della velocità di 20 nodi, salvo per potenze superiori ai 10000 cavalli, l'impiego delle turbine non sia pratico; l'esperienza però ci ha già mostrato, non sappiamo economicamente con che risultato, navi a velocità minori di 20 nodi e potenza quindi limitata.

La riduzione della velocità di massimo rendimento è dunque molto importante nell'applicazione delle turbine alla navigazione ma occorre che alla riduzione di velocità non sia unita una diminuzione nel rendimento: in questo campo evidentemente le turbine ad azione sono da preferirsi a quelle a reazione, o forse conviene studiare un tipo misto ad azione e reazione allo scopo di godere dei vantaggi dei due, giacchè non è fuor di luogo osservare che le turbine a reazione Parsons, applicate alla marina, acquistano almeno il 3 % nel rendimento totale giacchè in esse sono eliminati gli stantuffi equilibratori e quindi le fughe di vapore ad essi relative; la spinta assiale del sistema girante è bilanciata da quella dell'asse porta elici e non è necessario l'enorme sopporto di spinta che si ha nelle navi con motrici a stantuffo e che si deve avere impiegando delle turbine ad azione che, come sappiamo, hanno la parte girante equilibrata.

Ora è ovvio che finchè la nave marcia alla velocità cui corrisponde quella di massimo rendimento delle elici e delle turbine, il consumo di vapore e quindi di carbone per cavallo e per ora non è superiore a quello che si avrebbe con motrici a stantuffo, anzi, per turbine molto potenti è inferiore. Ma se tale

velocità deve diminuire e quindi deve diminuire insieme quella degli assi porta elici e delle turbine, il rendimento dell'insieme motore diminuisce sensibilmente, giacchè diminuiscono insieme e il rendimento delle elici e quello delle turbine, e il consumo di vapore per cavallo e per ora è superiore a quello che si avrebbe con le motrici a stantuffo. Se la velocità della nave è ad esempio metà della massima per la quale sono costruite le elici e le turbine, il lavoro motore di queste, si deve ridurre a $^1/_8$. Naturalmente il consumo totale orario di vapore non diminuirà in proporzione giacchè varia e diminuisce in modo sensibilissimo il rendimento totale dell'apparato motore.

Si può evidentemente tenere ancora elevato il rendimento totale della turbina, qualunque ne sia il tipo, strozzando il vapore fino alla pressione che corrisponde al nuovo valore della velocità della parte girante della turbina, e cioè diminuendo il salto di pressione utilizzato da ogni coppia e quindi riducendo le velocità c e w_2 proporzionalmente alla v_1 ma si riduce in tal modo il rendimento termico e si aumenta sempre il consumo di vapore per cavallo e per ora, anche perchè il rendimento totale della turbina diminuisce, ma non però come se si ammettesse solo un peso minore di vapore alla stessa pressione iniziale.

Allo scopo di mantenere elevato il rendimento relativo e quello termico il Parsons monta sopra uno o due degli assi motori, nel modo che esporremo più innanzi, una turbina che sviluppa lavoro appunto quando la velocità della nave viene ridotta, e funziona come la valvola di strozzamento abbassando la pressione del vapore ma utilizzando, in buone condizioni, il lavoro di espansione corrispondente: il vapore che si scarica da tali turbine va ad agire poi nelle altre turbine che servono specialmente per la massima velocità.

Le turbine di marcia normale e quelle a bassa pressione lavorano, con le rispettive elici, al massimo rendimento alla velocità normale della nave; alla velocità massima, che non dura del resto periodi molto lunghi, il rendimento è minore.

Questa disposizione è vantaggiosa certamente quando si conosce la velocità normale della nave come avviene nelle navi da guerra che hanno bisogno di sviluppare la massima velocità

solo in speciali condizioni. Negli altri casi, nelle navi civili, evidentemente si ha una sola velocità di marcia alla quale corrisponde la velocità di massimo rendimento dell'apparato motore.

§ 4. — *Inversione di marcia — manovre d'approdo.* L'impossibilità di invertire la marcia delle turbine a vapore pone questi motori in una condizione di inferiorità apparente molto forte rispetto alle motrici a stantuffo. Si possono imaginare, e sono state anche brevettate, delle forme di pale che si prestano alla marcia indifferentemente nei due sensi, ma hanno il grave svantaggio di dare alla turbina un rendimento basso anche quando essa gira nel senso ordinario, e questa soluzione venne scartata.

Evidentemente non rimanevano allora che due soluzioni per risolvere il problema dell'inversione di marcia: impiegare delle turbine destinate a funzionare solo per la marcia indietro girando a vuoto nella marcia normale, oppure impiegare a tale ufficio, con poca dignità per la turbina, una motrice a stantuffo. Ed infatti sono queste le soluzioni praticamente suggerite dal Parsons.

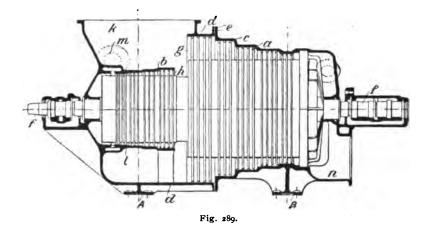
Per la prima il Parsons stesso ha trovato modo di ridurre lo spazio che due turbine accodate richiederebbero con la disposizione indicata in sezione nella figura 289.

Sopra un unico tamburo sostenuto e guidato ai suoi estremi dai sopporti *ff* sono montate le ruote mobili di due turbine *a* e *b*; la *a* serve per la marcia in avanti, la *b* per quella retrograda. Il vapore alla turbina *a* arriva dal condotto *n*, alla turbina *b* dal tubo *m*. La parte fissa che porta le palette dei distributori è formata di due parti *c* e *d* riunite con le flangie *e*.

Il vapore che si espande attraverso la turbina di marcia avanti *a* si scarica in *g* nella capacità *k* collegata al condensatore: quando la turbina *a* gira, le ruote della turbina *b* si muovono in un ambiente dove è la pressione del condensatore e quindi il lavoro assorbito nella rotazione è molto piccolo; nella marcia indietro la turbina *b* scarica il vapore in *h* nella stessa capacità *k* e la turbina *a* gira a vuoto in un ambiente con la pressione del condensatore. Con *A* e *B* sono indicate le flangie che servono per l'attacco della turbina all'ossatura della nave.

Disposizioni analoghe vennero adottate anche dal Rateau nelle sue turbine.

Ora è evidente che con una turbina che rappresenta, rispetto alla potenza dell'apparato motore per marcia avanti, una frazione

Fig. 289.

piccola, la velocità a marcia indietro non può essere che piccola e questo è certamente un inconveniente. Ad ovviarlo non c'è che da adottare la seconda soluzione, alla quale pare si adatti anche il Parsons, che appunto ha proposto l'installazione a bordo di una motrice a stantuffo destinata a funzionare quando la nave cammina a velocità sotto la normale.

Il vapore di scarico di tale motrice passerebbe allora attraverso la turbina ad alta e bassa pressione indi al condensatore.

Nella marcia indietro tale motrice sommerebbe la sua potenza con quella della turbina a marcia indietro e si avrebbe così una velocità della nave elevata.

Si ottiene con tale soluzione anche il vantaggio di facilitare le manovre di approdo e di arrestare rapidamente la nave: con le turbine a vapore si è constatato che le elici continuano per qualche tempo a girare anche dopo avere levato il vapore alle turbine.

§ 5. — *Altri vantaggi minori delle turbine a vapore.* L'impiego delle turbine a vapore a bordo presenta però una somma di altri piccoli vantaggi dei quali enumeriamo i principali.

Per tutte le navi è ovvio che l'impiego di turbine a vapore abbassa il centro di gravità della nave e ne aumenta quindi la stabilità; per le navi da guerra la loro posizione completamente sotto la linea di immersione assicura maggiormente l'apparecchio motore contro i proiettili nemici.

Il piccolo diametro delle elici permette di porre i loro assi più vicini alla superficie dell'acqua e, a pari profondità, diminuisce la probabilità di emersione delle pale dell'elice con mare mosso.

L'installazione delle turbine è certamente più facile e richiede molto meno tempo che non l'installazione di motrici a stantuffo, il loro funzionamento è silenzioso, richiede una sorveglianza meno attiva e quindi l'impiego di un personale meno numeroso; il consumo d'olio è ridotto a delle cifre piccolissime e l'acqua che si raccoglie nei condensatori può essere mandata direttamente in caldaia.

Sono quindi inutili i depuratori d'olio e si garantisce una maggior durata alle caldaie nelle quali qualche goccia d'olio finisce sempre coll'arrivare.

L'economia di spazio che si realizza con l'impiego delle turbine può utilizzarsi a dare un maggior sviluppo alle caldaie, a immagazzinare una maggiore riserva di combustibile e anche a munire le caldaie di surriscaldatori e ottenere così un vantaggio, rispetto al consumo di vapore e di combustibile, sulle motrici a stantuffo che lavorano con vapore saturo.

Quanto alla durata delle turbine a bordo delle navi l'esperienza è troppo recente perchè si possa fare in proposito qualche affermazione.

CAPITOLO XXVII

Sviluppo odierno dei motori a turbina a bordo delle navi.

§ 1. — *Generalità.* L'applicazione delle turbine a vapore alla navigazione è dovuta al Parsons che, in seguito ai risultati ottimi delle prove eseguite sulla torpediniera *Turbinia* della marina inglese, fondava nel 1894 la *Parsons Marine Steam Turbine Company* allo scopo di sfruttare la nuova idea. E questa prese strada, dopo le torpediniere della marina da guerra inglese vennero le innocue navi per passeggieri, poi le navi per la marina germanica, la francese e fra qualche tempo forse anche l'italiana sperimenterà il nuovo motore. Oggi non è il solo tipo Parsons a reazione quello applicato: i tipi Rateau, Curtis si fanno pure strada a bordo delle navi e vi si installano favoriti dalla loro minore velocità angolare di massimo rendimento, dal minore spazio occupato.

Nella tabella a pag. 388 raccogliamo appunto le cifre principali relative alle varie navi munite di motori a turbina varate fino a tutto giugno 1904. Il progresso è evidente: oggi sono in costruzione quattro transatlantici due della *Allen Line* e due della *Cunard Line*; questi ultimi di 28000 tonnellate svilupperanno da 65000 a 70000 cavalli ciascuno con una velocità all'ora di 25 nodi, 46 chilometri.

Nel progetto e nell'esecuzione primitiva la *Turbinia* aveva a bordo una sola turbina motrice ed un solo albero che portava l'unica elice di 500 mm. di diametro, che doveva girare ad una velocità di 2400 giri al minuto primo.

NAVI CON MOTORI A TURBINA VARATE A TUTTO GIUGNO 1904.

Nome della nave	Ufficio	Marina	Anno delle prove	Lunghezza metri	Larghezza metri	Stazzatura Tonn.	Tipo di turbina	Potenza massima dell'appar.to motore HP	Assi motori N.°	Elici N.°	Velocità Nodi-ora
Turbinia	Torpediniera	Inglese	1898	30.5	2.74	44	Parsons	2300	3	3	34.5
Viper	Caccia-Torped.	»	1900	64.-	6.40	370	»	12300	4	8	37.—
Cobra	»	»	1900	68.-	6.25	400	»	12000	4	12	35.—
—	Torpediniera 243	Francese	1903	?	?	92	Rateau	1800	2	3	21.—
King-Edward	Trasporto passeggieri	Inglese	1901	76	9.15	650	Parsons	3500	3	5	20.5
Queen Alexandre	»	»	1902	82	9.75	750	»	4200	3	5	21.5
Velox	Caccia-Torped.	»	1902	64	6.40	370	»	9000	4	8	33.—
Tarantula	Yacht	»	1902	46.5	4.65	140	»	2200	3	9	25.5
Emerald	»	»	1903	60.5	8.70	800	»	1500	3	3	16.—
Lorena	»	»	1903	77	10.—	1400	»	3500	3	5	16.—
Brighton	Trasporto passeggieri	»	1903	84	?	?	»	6300	3	5	22.—
Queen	»	»	1903	95	?	?	»	7300	3	5	22.—
Eden	Caccia-Torped.	»	1903	68	7.—	?	»	7000	3	6	25.5
Amethyst	Incrociatore di 3ª classe	»	1903	?	?	3000	»	9800	3	5	21.75
- -	Torpediniera 293	Francese	1904	?	?	95	Brown-Parsons	1800	3	6	24.—
-	Torpediniera 125	Germanica	1904	39.5	4.25	373	»	6300	3	6	27.—
Yarrow	Caccia-torped.	Inglese	1904	46	4.60	140	Oerlikon-Rateau	2000	3	3	26.5
Lübeck	Incrociatore	Germanica	1904	103.8	13.20	3260	Brown-Parsons	10000	4	8	22.—

I risultati delle prime esperienze eseguite non erano certamente tali da incoraggiare l'applicazione delle turbine a vapore: un consumo di vapore enorme ed un rendimento complessivo dell'apparato motore disastroso inauguravano il nuovo connubio.

Si ripeterono le esperienze cambiando la forma dell'elice ma i risultati non migliorarono. Fu allora che il Froude iniziò quella serie di brillanti esperienze che lo condusse a precisare l'esistenza del fenomeno di *cavitazione* al quale abbiamo già accennato ed a trovare la causa del cattivo rendimento dell'apparato motore del *Turbinia*.

Venne quindi deciso di sostituire all'unico asse ed all'unica turbina, tre assi motori e tre turbine, una per asse: il vapore attraversa oggi successivamente le tre turbine, quella a bassa pressione è nel centro ed ai lati sono a destra quella ad alta, a sinistra quella a media pressione.

Nelle esperienze eseguite i tre assi compivano ciascuno 1200 giri al primo per una velocità della nave di 18 nodi all'ora, 2000 giri per 30 nodi e 2300 per 32-33 nodi.

L'asse delle turbine non è orizzontale ma inclinato assieme a quello delle elici e precisamente l'inclinazione dell'asse centrale è di 1 a 16, dei laterali è circa la metà. Le elici hanno un diametro ed un passo di 700 mm. circa.

I nuovi brillanti successi ottenuti decisero il governo inglese a ordinare due controtorpediniere che dovevano soddisfare a tutte le esigenze di marcia di una nave di tale tipo: non era prescritta la velocità massima ma si dovevano possibilmente raggiungere i 35 nodi all'ora.

Il primo di questi cacciatorpediniere (destroyer) il *Viper* aveva quattro assi motori e due elici per asse; i due assi laterali erano comandati ciascuno da una turbina ad alta pressione quelli centrali dalle rispettive turbine a bassa; sul prolungamento di ognuno di tali assi era montata una turbina per la marcia indietro che doveva avvenire alla velocità massima di 15 nodi all'ora. I quattro assi dovevano girare a 1100 giri. Il vapore era fornito alle turbine da quattro caldaie Yarrow della complessiva superficie riscaldata di 1400 m.^{2}

Non è inutile ricordare che il *Viper* durante le manovre

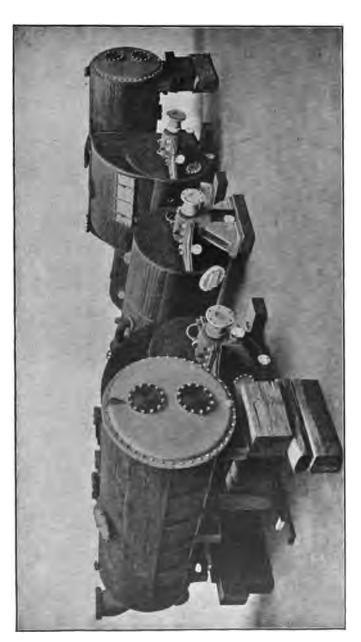
dell'estate 1901, in un periodo di nebbia andò a sfasciarsi sopra gli scogli che popolano la Manica presso Guernesey e che una fine pressochè analoga ma dovuta all'eccessiva debolezza dello scafo ebbe il *Cobra*, il cacciatorpediniere gemello del *Viper* che durante le prove del 18 settembre 1901 si squarciava e si sommergeva piegato a V dando la morte a tutto l'equipaggio ed a dieci ingegneri della casa Parsons.

Sembra però che la disgrazia abbia giovato alle turbine che della stessa non avevano infatti nessuna colpa: già nell'aprile era stato varato il *King Edward* con tre alberi motori: il centrale con una sola elice di 1450 mm. di diametro, i laterali con due elici di 1 metro di diametro. Ogni asse è il prolungamento di quello di una turbina: su quello centrale è la turbina ad alta pressione che riceve il vapore alla pressione iniziale di 10.5 Kg. per cm^2; in essa il vapore si espande ad un volume che è cinque volte l'iniziale. Sui due alberi laterali sono le turbine a bassa pressione nelle quali, secondo la disposizione indicata dalla figura 289 sono le turbine di marcia indietro. Gli alberi fanno da 750 a 1000 giri al primo.

Nel *Queen Alexandra* varato nell'anno successivo la distribuzione delle turbine e degli assi motori è identica, però mentre l'asse centrale compie 700 giri al minuto ed ha un'elice del diametro esterno di 900 mm. gli alberi laterali compiono 1000 giri.

Nel cacciatorpediniere *Velox* troviamo già applicata la soluzione ideata dal Parsons per marciare a piccola velocità con la nave senza elevare il consumo di vapore: sull'asse delle turbine a bassa pressione sono montate due motrici verticali a tripla espansione il cui asse è innestato con quello delle turbine quando la velocità della nave deve essere minore di 15 nodi all'ora: il vapore dalla caldaia arriva alle motrici a stantuffo e da queste si scarica prima nelle turbine ad alta pressione e da queste in quelle a bassa.

Con velocità superiori ai 15 nodi le motrici a stantuffo sono ferme e il loro asse è disinnestato da quello delle turbine.

La giusta preoccupazione del buon rendimento ha evidentemente complicato un po' le manovre, ed è da augurarsi che ci sia a bordo qualche sistema automatico che impedisca di poter

Le turbine motrici tipo Parsons del piroscafo « Emerald ».

mandare vapore alle turbine se prima non è disinnestato l'asse motore della motrice a stantuffo.

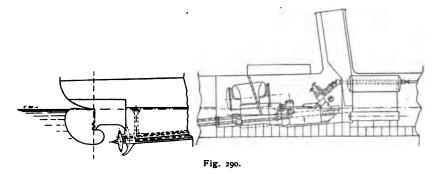
Fig. 290.

La Tav. XXI che abbiamo riprodotto dalla pubblicazione del Neilson rappresenta le turbine ad alta (la centrale) ed a bassa

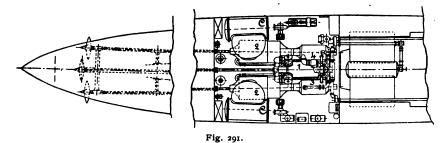
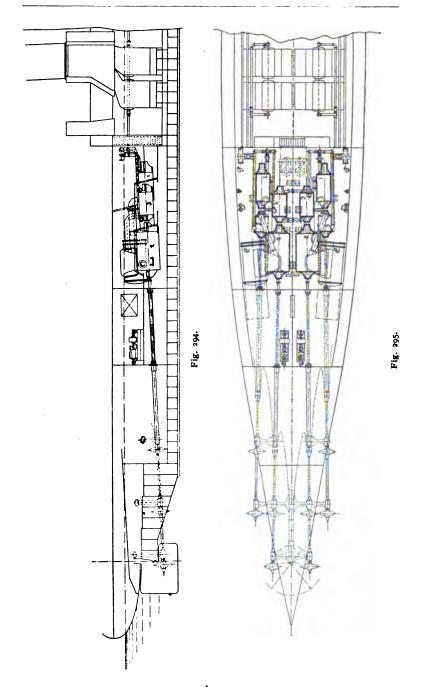
Fig. 291.

pressione col relativo condensatore a superficie, del yacht *Emerald* che assieme al *Lorena* rappresenta le due navi a turbina

Fig. 292. Fig. 293.

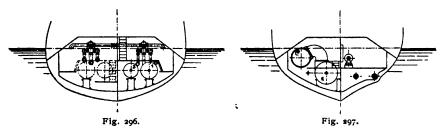
più lente fino ad oggi costruite. L'asse centrale del *Lorena* compie 550 giri al primo, ed i due laterali ne compiono 700.

La marina da guerra germanica ha già una torpediniera (la 125) e l'incrociatore *Lübeck*, varato il 28 marzo scorso, con motori a turbina. Le figure 290 a 293 rappresentano in alzato, pianta

Fig. 294.

Fig. 295.

Turbine sistema Rateau ad alta e bassa pressione di una torpediniera inglese.

ed alcune sezioni la disposizione delle turbine Brown-Boveri-Parsons a bordo della torpediniera: con *1* è indicata la turbina ad alta pressione che riceve direttamente il vapore dalla caldaia, con *2* le turbine a bassa pressione, con C i condensatori a superficie che vi sono collegati. Le turbine indicate con 3 e 4 sono quelle per la marcia della nave a velocità normale; le turbine per l'inversione di marcia si trovano unite a quelle di bassa pressione secondo la disposizione indicata nella figura 289.

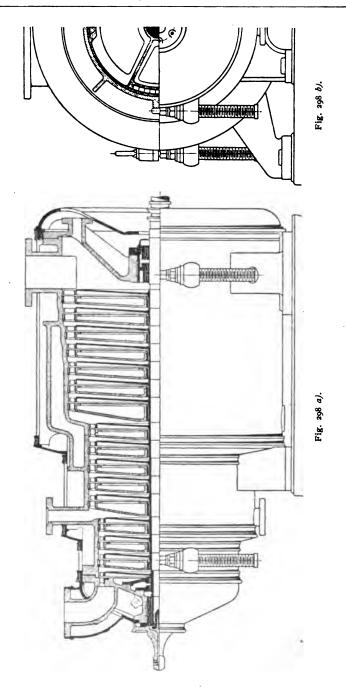
Fig. 296. Fig. 297.

Le figure 294 a 297 si riferiscono invece all'incrociatore *Lübeck* a quattro assi motori e due elici per asse. Su ognuno dei due assi centrali è montata una turbina a bassa pressione *2* ed una turbina per la marcia a velocità normale 3 e 4. Su ognuno dei due assi laterali è montata una turbina ad alta pressione *1* e la turbina per la marcia retrograda 5. Nelle figure si vedono anche abbastanza chiaramente le tubazioni che collegano le varie turbine fra loro e con le caldaie.

La *Yarrow* è l'ultima torpediniera sperimentata con motori a turbina ma del tipo Rateau.

Essa ha l'albero porta elice centrale comandato da una motrice a tripla espansione di 250 HP che serve per la marcia a velocità normale. I due alberi laterali, comandati rispettivamente da una turbina ad alta ed una bassa pressione, servono per la marcia a gran velocità. Ogni turbina può sviluppare fino a 1000 cavalli girando a 2000 giri; la potenza normale loro è di 850 cavalli a 1500 giri.

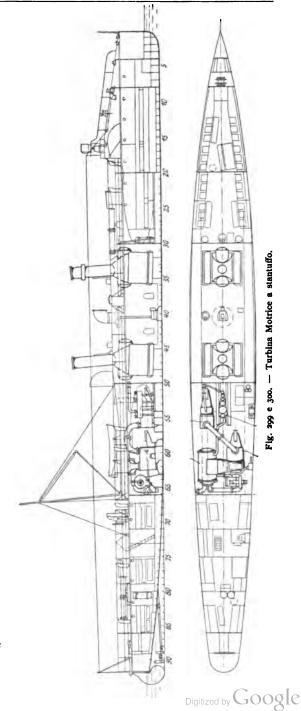
Le figure 298 *a*) e *b*) rappresentano schematicamente la turbina Rateau come è costruita per la marina; la Tav. XXII rappresenta invece le due turbine Oerlikon-Rateau della torpediniera *Yarrow*.

Fig. 298 *b*).

Fig. 298 *a*).

Il loro peso complessivo è di circa 7600 Kg. ossia 3.8 Kg. per cavallo.

Le figure 299 e 300 mostrano rispettivamente una sezione verticale ed una pianta della torpediniera; vi si vede chiaramente la posizione rispettiva delle turbine della motrice a stantuffo e del condensatore a superficie.

§ 2. — *Risultati sperimentali.* I risultati che si conoscono di esperienze eseguite a bordo delle navi con motore a turbina, allo scopo di determinare il consumo di vapore per cavallo effettivo sviluppato dalle turbine, sono molto favorevoli. Premettiamo però che il lavoro sviluppato in questo caso non si può avere direttamente

Fig. 299 e 300. — Turbina Motrice a stantuffo.

come da una macchina a vapore sulla quale si possono prendere dei diagrammi, ma bisogna dedurlo molto indirettamente dal lavoro calcolato che la nave richiede per camminare alla velocità di prova e introdurre, nella cifra già approssimata che si ottiene, i coefficienti di rendimento delle elici pure non precisi. È quindi consigliabile se i mezzi a disposizione lo permettono, di eseguire sulle turbine delle esperienze, prima d'installarle a bordo, per avere il valore esatto della potenza che esse sviluppano a varie velocità e con le condizioni di pressione e vuoto che si verificheranno poi in pratica.

Le esperienze eseguite sulla *Turbinia* il giorno 1 aprile 1897 hanno dato i risultati che qui riportiamo:

Velocità della torpediniera nodi-ora .	31.01	
Giri delle turbine al 1°	2100	
Pressione del vapore { in caldaia Kg. .	14.6	per cm^2
Pressione del vapore { alla turbina » .	9.4	» »
Lavoro di propulsione calcolato, cavalli	946	
Lavoro sull'asse della turbina »	1576	
Consumo di vapore per cavallo-ora (*), Kg.	7.194	

Il cacciatorpediniere *Viper* in una prova durata tre ore alla velocità di nodi 31.12 ha consumato 9002 Kg. di carbone per ora, ossia Kg. 1.07 per cavallo, e 11650 Kg. per ora alla velocità di nodi 33.84 ossia Kg. 1.13 per cavallo.

Sulla torpediniera n. 243 della marina francese con turbine tipo Rateau le esperienze eseguite furono numerosissime ed abbastanza soddisfacenti (**) se si pensa che le turbine furono in-

(*) Calcolato dal consumo trovato sperimentalmente alla velocità di 28 nodi.

(**) Vedi: *Mémoires et compte rendu des Travaux de la Société des Ingénieurs Civils de France*. 1904, Aprile, pag. 572.

stallate a bordo di una torpediniera esistente al posto della motrice a vapore e quindi non nelle migliori condizioni di funzionamento. Le turbine installate erano due, una per asse motore, e funzionavano in parallelo: la loro potenza massima era di 1200 cavalli.

La loro costruzione non era molto felice come si può vedere esaminando la sezione di tali turbine, che illustra la maggior parte delle pubblicazioni relative alla turbina Rateau e che non abbiamo creduto il caso di riprodurre. Accenniamo solo all'esistenza di un sopporto interno alla turbina, che sosteneva l'asse di questa fra il gruppo di ruote ad alta e quello a bassa pressione, in condizioni quindi pessime. Tale disposizione ha dato luogo a qualche inconveniente ed è stata subito abbandonata nei nuovi tipi.

I risultati delle esperienze eseguite il 22 gennaio 1903 sono qui riassunti:

Durata dell'esperienza, ore	2.—
Giri delle turbine al 1' (valore medio) .	1733.5
Velocità della nave, nodi all'ora . . .	21.—
Pressione media in caldaia, Kg. . . .	15.20
» » alle turbine » . . .	9.15
Vuoto nel condensatore, cm. di mercurio .	69.4
Consumo di carbone all'ora, Kg. . . .	1640

Il diametro delle elici era di 600 mm. il passo di 499 mm. il coefficiente di regresso calcolato risulta di o. 26.

Ed infine dal riassunto di una conferenza tenuta ultimamente dal prof. Rateau all'*Institution of naval architects* di Londra ricaviamo i risultati delle prove eseguite colla torpediniera *Yarrow*.

Le esperienze eseguite il 13 ottobre 1903 con elici di 800 mm. di diametro ed un passo di 760 mm. hanno dato i seguenti risultati:

Esperienza N.°	1	2	3	4	5
Giri della turbina ad alta pressione al 1′	393	688	955	1172	1455
Giri della turbina a bassa pressione al 1′	395	687	994	1357	1657
Giri della motrice al 1	369	411	441	475	516
Velocità media della nave, nodi-ora	11.58	15.54	18.71	21.92	25
Pressione all' ammissione alla turbina ad alta pressione, Kg.	—	0.35	3.5	7	10
Vuoto nel condensatore, cm. di mercurio	68.5	71	71	68.9	6.5
Cavalli sull' asse della motrice a stantuffo	239	260	251	235	232
Coefficiente di regresso per l'elice della motrice	0.39	0.29	0.21	0.14	0.097
Coefficiente di regresso per l'elice della turbina ad alta pressione	—	0.09	0.206	0.245	0.305
Coefficiente di regresso per l'elice della turbina a bassa pressione	—	0.09	0.24	0 35	0.39

Nella prima esperienza il vapore era ammesso alla sola motrice a stantuffo e gli alberi delle elici giravano per effetto del movimento della nave.

Altre esperienze vennero eseguite nel 19 gennaio 1904 con nuove elici: sull'asse centrale era un'elice di 1070 mm. di diametro ed un passo di 760 mm.; l'albero della turbina ad alta pressione aveva due elici con un diametro rispettivamente di 710 e 813 mm. e 760 mm. di passo; l'albero della turbina a bassa pressione aveva due elici di diametro e passo rispettivamente: 710 e 760 mm., 865 e 865 mm. I risultati delle esperienze sono i seguenti:

Esperienza N.°	1	2	3	4
Giri turbina alta pressione al 1′	836	1052	1207	1258
» » bassa » » »	836	1065	1282	1307
» motrice al 1′	458	508	555	576
Velocità media della nave, nodi-ora	17.8	21.4	25.-	26.4
Pressione all' ammissione nella turbina ad alta pressione, Kg.	3.5	7	10.5	11.8
Vuoto nel condensatore, cm. di mercurio	71.1	69.8	68.6	68.6
Coefficiente di regresso per l'elice della motrice	0.287	0.224	0.17	0.153
Coefficiente di regresso per l'elice della turbina ad alta pressione	0.136	0.174	0.164	0.148
Coefficiente di regresso per l'elice della turbina a bassa pressione	0.24	0.282	0.278	0.278

Altre prove seguirono nel marzo e queste con altri tipi di eliche: evidentemente il problema relativo alla costruzione dell'elice assume un'importanza grandissima coi nuovi motori a turbina per le accresciute velocità che mandano all'aria il corredo di dati, di esperienze e di coefficienti che si era raccolto nella navigazione con motrici a stantuffo.

E davanti a queste difficoltà, a queste incertezze, che fanno temere non sia l'elice adatto alle grandi velocità, noi ci domandiamo se non è il caso di cambiare strada e continuare invece quella suggerita dal Redtenbacher e già sperimentata con buon successo su piccoli vapori dell'Elba (*) di utilizzare per la propulzione delle navi le turbine a reazione assiali modificate appunto in modo da dare per effetto del moto dell'acqua una spinta assiale forte alla ruota mobile e quindi alla nave cui essa è applicata.

(*) Vedere in proposito: R. WERNER, *Turbinenschiffe* « Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure », 1875, pag. 9. — C. BUSLEY, *Turbinenpropeller mit Contractor* « Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure, 1894, pag. 1.

NOTA SULLA SUPERFICIE TERMICA DEI CORPI

1. — Dato lo scopo del presente libro non abbiamo potuto sviluppare, come avremmo voluto, la prima parte e mettere quindi maggiormente in evidenza i vantaggi che il metodo grafico presenta nello studio dei fenomeni termici; ci limitiamo quindi a rilevare, nella presente nota, l'importanza della superficie che si ottiene portando rispettivamente su tre assi, per comodità ortogonali, i valori della pressione, della temperatura assoluta e del volume specifico di un corpo. Allo stato attuale della scienza la relazione generale che lega quelle tre coordinate non è nota che per alcuni stati speciali dei corpi, e quindi lo studio geometrico della superficie relativa acquista importanza, perchè può servire più facilmente a delineare l'andamento delle varie zone che la compongono.

---

2. — Diremo che è noto il comportamento termico di un corpo qualsiasi quando si conoscono esattamente l'andamento e le proprietà della superficie:

$$f(p, v, T) = o$$

ad esso relativa.

Un punto qualsiasi di tale superficie caratterizza una determinata condizione del corpo; ad un mutamento delle condizioni di questo corrisponde un movimento del punto rappresentativo di esse sulla superficie stessa.

Alla traiettoria descritta da quel punto sulla superficie sono connesse intimamente due porzioni della superficie stessa le cui proiezioni sul piano pv rappresentano rispettivamente (pag. 10 e 11) il lavoro esterno speso o compiuto, se il valore della pressione è in ogni istante

identico a quello della contropressione, e la variazione di energia interna del corpo che varia le sue condizioni.

Queste aree possono avere lo stesso segno o segno opposto e possono assumere qualsiasi valore positivo o negativo. Dalle stesse (pagina 14) si ricava un'area che rappresenta la variazione di *entropia* relativa alla traiettoria descritta.

Indicheremo rispettivamente queste tre aree con i simboli:

$$L \;;\quad \Delta E \;;\quad \Delta e \,.$$

---

3. — Diremo che un corpo qualsiasi, in qualunque stato esso si trovi compie una trasformazione quando il punto rappresentativo del suo stato iniziale si muove sulla superficie:

$$f(p, v, T) = o$$

relativa al corpo che si considera. Diremo la trasformazione positiva se è tale l'area che rappresenta il lavoro esterno compiuto; negativa nel caso opposto.

Ad ogni trasformazione corrisponde un valore di ciascuna delle tre aree sopra nominate che chiameremo quindi *arèe caratteristiche* di una trasformazione.

Fra le infinite linee che un punto può percorrere sulla superficie

$$f(p, v, T) = o$$

alcune hanno speciale importanza rispetto alla superficie percorsa.

Diremo che il corpo in parola compie una trasformazione a *volume costante* quando il punto che rappresenta le sue condizioni iniziali si muove sopra una linea di livello rispetto al piano $p\,T$. Le aree caratteristiche di tale trasformazione sono:

$$L = 0$$
$$\Delta E \gtrless 0$$
$$\Delta e \gtrless 0$$

Se lo stesso punto si muove sopra una linea di livello rispetto al piano $T v$, diremo che il corpo compie una trasformazione a *pressione costante*.

I valori delle aree caratteristiche in tale trasformazione sono diversi dello zero.

Diremo infine che esso compie una trasformazione *isoterma* se lo

stesso punto si muove sulle linee di livello rispetto al piano $p\,v$. I valori delle aree caratteristiche di tale trasformazione sono:

$$L \gtrless 0 \qquad \Delta E \gtrless 0 \qquad \Delta e = m\,Q$$

dove m è una costante e Q ha il solito significato (pag. 13).

Diremo che il corpo compie una trasformazione *adiabata* se le sue aree caratteristiche hanno i seguenti valori:

$$L = -\Delta E$$
$$\Delta e = 0$$

Se nel movimento del punto si ha:

$$\Delta E = 0$$

diremo che il corpo compie una trasformazione *isodinama*.

Diremo che il corpo compie una trasformazione *normale* rispetto ad uno qualsiasi dei piani $p\,v$, $v\,T$, $T\,p$, se il punto rappresentativo delle sue condizioni si muove sulla superficie $f(p, v, T) = o$ lungo le le linee di massima pendenza relative al piano che si considera.

---

4. — Qualsiasi linea aperta descritta dal punto rappresentativo delle condizioni del corpo rappresenta un *ciclo aperto*: se la linea è chiusa un ciclo chiuso.

Le aree caratteristiche di un ciclo chiuso e riversibile sono:

$$L \gtrless 0 \quad ; \quad \Delta E = 0 \quad ; \quad \Delta e = 0 \; .$$

Se il ciclo chiuso non è riversibile le sue aree caratteristiche sono:

$$L \gtrless 0 \quad ; \quad \Delta E = 0 \quad ; \quad \Delta e < 0 \text{ (pag. 19)}.$$

Fra due linee di livello qualsiasi riapetto al piano $p\,v$ si possono tracciare sulla superficie $f(p, v, T) = o$ infinite linee chiuse, infiniti cicli con rendimenti termici diversi; fra essi quello di massimo rendimento (ciclo di Carnot) è formato dai tratti delle due isoterme compresi fra due linee:

$$\Delta e = 0$$

e dai tratti di queste comprese fra quelle.

---

5. — Se su tre assi ortogonali si portano rispettivamente i valori di L, ΔE, Δe relativi ad una trasformazione qualsiasi è evidente che nel nuovo sistema di assi un punto rappresenta una trasformazione, una serie di punti, una serie di trasformazioni. Il ciclo di Carnot vi è rappresentato da quattro punti, due dei quali si trovano nel piano $L - \Delta E$ sulla bisettrice dell'angolo formato dalla direzione positiva dell'asse L e negativa dell'asse ΔE.

---

6. — La superficie $f(p, v, T) = o$, che deve comprendere tutti gli stati del corpo che si considera ha un'estensione rispetto alla quale la piccola zona che ci è nota, per alcuni corpi in speciali condizioni ed anche con molta approssimazione, rappresenta una grandezza quasi di secondo ordine.

Sarà noto geometricamente l'andamento di tale superficie relativa ad un determinato corpo quando si conosce almeno quello delle sue linee di livello rispetto ad uno qualsiasi dei tre piani pv, vT e Tp.

Alle infinite linee di livello rispetto ai piani vT e pT corrispondono infinite linee:

$$T = \varphi\,(Q).$$

La funzione φ varia con p e v ed è discontinua in vari intervalli il cui numero dipende appunto dalla posizione delle linee di livello che si considerano.

Per valori normali della pressione p inferiori ad un valore limite del quale diremo più innanzi, la funzione φ è discontinua appunto negli intervalli che rappresentano i cambiamenti di stato dei corpi.

---

7. — Sulle linee di livello della superficie $f(p, v, T) = o$, relative a qualsiasi corpo, e rispetto al piano vT si possono segnare il punto in cui incomincia, alla pressione che si considera, l'inizio del passaggio del corpo dallo stato solido a quello liquido, il punto in cui tale cambiamento è compiuto, il punto in cui il liquido incomincia a vaporizzare, quello in cui la vaporizzazione è completa.

Si hanno così sulla superficie $f(p, v, T) = o$ quattro linee lungo dei punti che, alle varie pressioni, segnano rispettivamente il passaggio del corpo dallo stato solido a quello liquido, la completa trasformazione in liquido, il passaggio dallo stato liquido a quello di vapore, la completa trasformazione del liquido in vapore.

Chiameremo tali linee rispettivamente linee I, II, III e IV.

---

8. — Può esserci una pressione ed una temperatura alle quali il volume del solido è eguale a quello del liquido generato, e cioè le linee I e II possono avere comune un punto che diremo ***punto critico inferiore***, e le sue coordinate rispettivamente ***temperatura*** e ***pressione critica inferiore***, ***volume critico inferiore***.

Ci saranno del pari una pressione ed una temperatura alle quali, appena il solido è trasformato in liquido, incomincia la vaporizzazione; diremo tale punto, comune alle curve II e III ***punto critico medio*** e le sue coordinate: ***coordinate critiche medie***.

Le linee III e IV vennero dai fisici chiamate rispettivamente ***curva limite inferiore*** e ***superiore***.

I punti della superficie $f(p, v, T) = o$ compresi fra le due curve limiti rappresentano il corpo allo stato di vapore saturo umido.

Ci sono una pressione ed una temperatura alle quali il volume di vapore saturo è eguale a quello del liquido che lo genera; diremo il punto comune alle due curve III e IV punto ***critico superiore*** e le sue coordinate rispettivamente: ***pressione critica superiore***, ***temperatura critica superiore***, ***volume critico superiore***.

Le linee I, II, III, IV si possono dunque considerare parti di una stessa linea, che diremo ***fondamentale***; i punti critici di essa sono i punti singolari, ma non delle cuspidi: le esperienze note inducono a credere che i punti critici rappresentino rispettivamente dei massimi e dei minimi relativi.

Tale linea divide la superficie $f(p, v, T) = o$ in due zone: le linee che si possono descrivere nella zona che diremo superiore rappresentano i cambiamenti di stato che avvengono in modo continuo, per i quali cioè la linea:

$$T = \varphi(Q)$$

è continua, i calori di liquefazione e di vaporizzazione sono nulli.

L'isoterma che passa per il punto critico superiore divide, secondo i fisici, le zone della superficie i cui punti rappresentano lo stato di gas dalla zona che rappresenta stati ad esso inferiori.

Se tale isoterma passasse anche per il punto critico inferiore essa, assieme alla linea fondamentale, limiterebbe le zone che rispettivamente rappresentano lo stato solido, liquido e di vapore, da quella che rappresenta lo stato di gas perfetto al quale potrebbe dunque arrivarsi direttamente dallo stato solido o dallo stato liquido.

Per i corpi però che diminuiscono di volume, passando dallo stato solido a quello liquido, i punti critici superiore ed inferiore non possono trovarsi sopra una stessa isoterma. La superficie $f(p, v, T) = o$ ad essi relativa presenta, in prossimità della linea II, un andamento singolare: la sua intersezione con un piano parallelo al piano p-T e

per un valore di v compreso fra quelli delle linee I e II è dato da due linee; per uno stesso valore di p e di v si hanno cioè due valori di T.

Per tali corpi il punto critico inferiore trovasi sopra una isoterma molto più bassa di quella critica superiore, ed il passaggio dallo stato solido a quello di gas non è possibile che attraverso lo stato liquido almeno per valori di p superiori allo zero che noi ammettiamo.

---

9. — Allo stato attuale della scienza è lecito supporre che le superfici $f(p, v, T) = o$ relative ai vari corpi siano tutte derivate dalla superficie che rappresenta le proprietà termiche della materia unica, oppure che tutte si riuniscano in una zona, molto lontana dalla origine degli assi di riferimento, e quindi fuori della portata dei nostri mezzi attuali di indagine che appunto compendia le proprietà termiche della materia unica.

Le condizioni nelle quali oggi si può sperimentare, limitano la zona delle trasformazioni, e quindi di movimento dei punti rappresentativi delle condizioni dei vari corpi, alla parte della superficie $f(p, v, T) = o$ compresa fra il piano $v\,T$ ed un piano ad esso parallelo alla distanza che segna la pressione massima oggi ottenibile e due piani paralleli al piano $p\,v$ che segnano i limiti estremi di temperatura che si possono avere coi mezzi di cui dispongono oggi la fisica e la chimica.

Nel parallelepipedo a sezione rettangolare compreso da questi piani stanno infinite zone delle superfici $f(p, v, T) = o$ relative agli infiniti corpi, zone che occupano posizioni diverse rispetto alla relativa linea fondamentale.

Per molti corpi la linea fondamentale è compresa entro tale parallelepipedo completamente, per altri vi sono comprese solo dei tratti delle linee I, II, III, IV. Per il radio ad esempio sembrerebbe che in tale parallelepipedo dovesse essere compreso il punto critico inferiore.

---

10. — L'andamento della superficie $f(p, v, T) = o$, per i corpi sui quali l'esperienza ha maggiormente esercitata la sua azione indagatrice si presenta molto accidentato. Tale superficie è cilindrica o quasi nella zona compresa fra le linee I e II e fra le III e IV, ad una distanza da quest'ultima, che dipende dalla natura del corpo, e cioè nella zona che corrisponde allo stato di gas perfetto essa è una superficie rigata; le linee di livello rispetto ai piani $p\,T$ e $T\,v$ si proiettano in essi secondo rette uscenti dall'origine, e rispetto al piano $p\,v$ sono delle iperboli equilatere.

La superficie che rappresenta la condizione di vapore surriscaldato deve dunque raccordare la superficie di un paraboloide iperbolico (stato di gas) con una superficie cilindrica a generatrici parallele all'asse delle pressioni.

La superficie che rappresenta lo stato liquido deve invece raccordare due superfici cilindriche che rappresentano la superiore, lo stato di vapore, l'inferiore la liquefazione del solido.

È evidente che costruendo, in qualche scala, la superficie

$$f(p, v, T) = o$$

si possono segnare le superfici di raccordo ed avere quindi un'idea della legge secondo la quale variano le coordinate della superficie stessa in tali zone.

Così è chiaro che le poche esperienze che si conoscono relative al vapore d'acqua surriscaldato possono servire a segnare dei punti che guidano meglio nel tracciamento della zona che corrisponde appunto allo stato di vapore surriscaldato.

Per i vapori saturi umidi le trasformazioni isoterme sono anche trasformazioni normali rispetto al piano pT.

Per lo stato di gas perfetto le linee di massima pendenza che corrispondono alle trasformazioni normali rispetto ai piani Tp e Tv si proiettano in essi secondo archi di circonferenza, mentre le trasformazioni normali rispetto al piano pv si proiettano in esso secondo iperboli equilatere che hanno per assi quelli delle pressioni e dei volumi cioè sono girate di 45° rispetto alle proiezioni della linea di livello rispetto lo stesso piano.

---

11. — Può interessare di conoscere alcune delle proprietà che dovrebbe avere la superficie $f(p, v, T) = o$ relativa ai corpi che possono compiere in pratica un ciclo positivo trasformando del calore in lavoro meccanico.

Se si tiene presente che il rendimento di un ciclo di Carnot è tanto più elevato quanto maggiore è la distanza delle linee di livello rispetto al piano pv fra le quali esso si compie e che viceversa la costituzione cinematica e la natura del materiale di cui dispone oggi la meccanica limitano nelle motrici a stantuffo da un lato, in quelle a turbina dall'altro e più in quelle che in queste, l'altezza sul piano pv della linea di livello superiore, risulta evidente che due strade si presentano; o limitare l'altezza dell'isoterma superiore o impiegare un refrigerante che tenga la temperatura delle parti più esposte della motrice nei limiti sopra accennati.

Qualunque sia la strada che si segue devesi distinguere il caso in

cui il ciclo descritto è aperto da quello in cui esso è chiuso e rammentare che nelle motrici attuali il ciclo è sempre nelle prime condizioni.

Se dunque il ciclo è aperto e l'altezza sul piano $p\,v$ dell'isoterma superiore è limitata dalle condizioni della motrice la superficie:

$$f(p, v, T) = o$$

relativa al corpo che compie il ciclo, deve godere delle seguenti proprietà:

I - Avere la zona compresa fra le due isoterme, entro le quali si compie il ciclo, superiore alla linea fondamentale.

II - Avere la linea di livello corrispondente alla temperatura del corpo freddo che funziona da condensatore, intendendo tale parola nel senso più largo, che taglia la linea di livello $p = 1$ atmosfera.

In altre parole avere un gas che espandendosi secondo una linea $\Delta e = 0$ abbia alla pressione atmosferica la temperatura del condensatore.

Se invece la sostanza che compie il ciclo aperto è inizialmente un liquido ed il ciclo è accompagnato da cambiamenti di stato la superficie $f(p, v, T) = o$ relativa a tale corpo deve soddisfare a questa nuova proprietà:

Il valore delle aree caratteristiche ΔE, relative alle isoterme comprese fra le curve III e IV, rispetto l'area L deve essere minimo.

Tale condizione non è soddisfatta per l'acqua e si spiega quindi il rendimento termico disastroso delle motrici a vapore d'acqua.

Se si segue la seconda delle strade sopra accennate ed il ciclo aperto è compiuto da un gas o da una miscela di gas toccando temperature elevate, le superfici $f(p, v, T) = o$ ad essi relative devono sempre godere della seconda delle proprietà accennate. Le calorie asportate dal refrigerante della macchina dovranno servire a fare compiere a questo alcune fasi di un nuovo ciclo positivo, che diremo complementare, il cui lavoro si utilizzi o in un altro cilindro (motrici a stantuffo) o in un'altra turbina o nella stessa alternatamente col ciclo principale.

Se il refrigerante è formato da una sostanza allo stato liquido la superficie $f(p, v, T) = o$ ad esso relativa dovrà soddisfare alla condizione ultima accennata.

INDICE ALFAFETICO

T

U

V

W

Y

Z

ERRATA-CORRIGE.

Pagina	Linea	Errata	Corrige
7	6	*cc*	*ec*
111	2	$p_2 = 1.2$	$p_2 = 1.5$
134	4	φr	$1 + \varphi r$
201		assortiti	assorbiti
202		assortito	assorbito
Tav. XIX		tubo-alternatore	turbo-alternatore